

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Г.В. Николаев

**ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА**

Новые концепции физического мира

Томск - 2004

УДК 537.6/8, 550.39

Николаев Геннадий Васильевич

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Новые концепции физического мира.

Изд-во НТЛ, 2004 г., 700 с.; 69ил,

Во водной части книги поднимается вопрос об исходных причинах уже давно существующей в современной фундаментальной физике серьезной кризисной ситуации и о возможных путях выхода из нее. Почти все основы современной фундаментальной физики, ее исходные философские и физические концепции нуждаются в полном пересмотре, и только при этих условиях могут быть построены основы фундаментальной физике XXI века.

В первой части книги дается анализ известных представлений о свойствах реального пространства и обосновывается необходимость определения основных критерии построения физической теории применительно к свойствам реального окружающего нас пространства гравитационного поля и физического вакуума. Основываясь на результатах анализа многочисленных оптических и электродинамических экспериментов, показана существенная ограниченность известных представлений о свойствах как пустого инвариантного пространства СТО, так и общековариантного пространства ОТО.

Во второй и третьей частях книги дается вывод основных уравнений электростатики и электродинамики среди физического вакуума как в рамках известного максвелловского формализма, с учетом существования двух типов магнитных полей, так и в рамках неизвестного ранее формализма полного магнитного поля и формализма градиентных электрических полей, т.е. полного отсутствия любых магнитных полей. Впервые удалось получить непротиворечивую форму дифференциальных уравнений, действительно привязанную к точке наблюдения и в полной мере отражающей как физический принцип близкодействия, так и физическую сущность известных и новых явлений электромагнетизма.

В четвертой части книги дается обзор ожидаемых серьезных изменений в фундаментальных представлениях физике XXI века и перспективных направлений исследований в электродинамике среди физического вакуума.

В книге используются материалы опубликованных ранее статей автора по электромагнитным явлениям в среде физического вакуума и по выводу основных уравнений новой непротиворечивой «Электродинамики физического вакуума». Книга рассчитана на специалистов в области теоретической и экспериментальной физики, а также преподавателей вузов, аспирантов, студентов и всех тех, кто интересуется современным естествознанием.

ISBN 10-875000-12

Лицензия ПЛД №7530

© Автор

© НТЦ НЭД

TOMSK POLYTECHNICAL UNIVERSITY

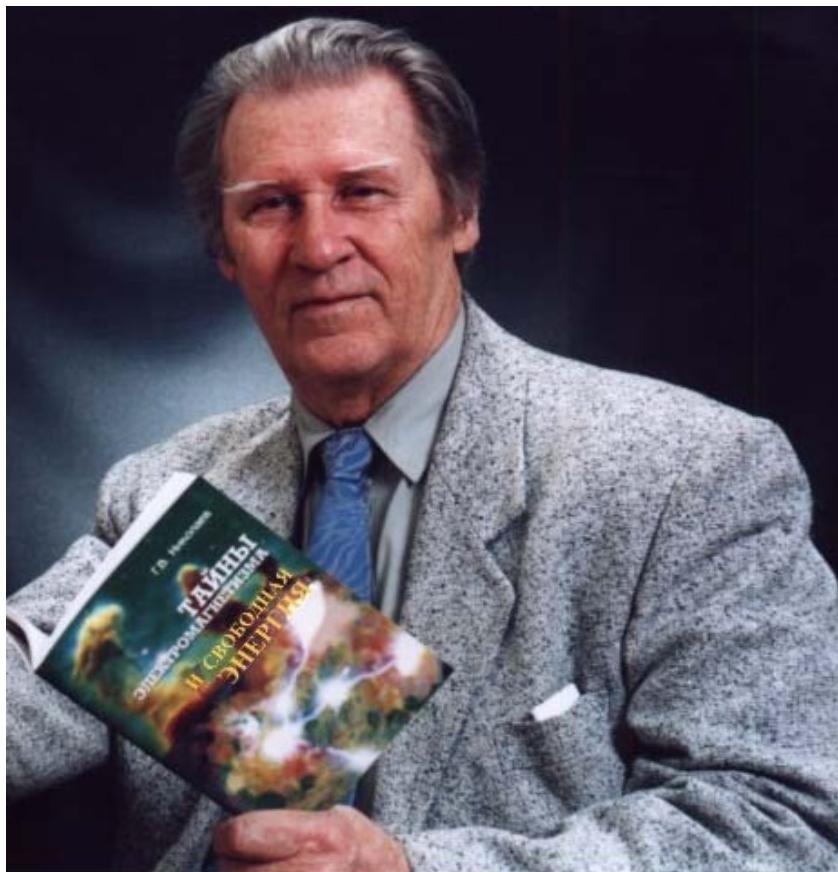
Gennadi V. Nikolaev

ECTRODYNAMICS PHYSICAL VACUUM

The new concepts of the physical world

ANNOTATION

This book is devoted to analysis of the fundamental base of classic and modern electrodynamics. Based on the analysis of known concepts of the real space properties, basic equations of electrostatics and electrodynamics of physical vacuum environment are derived taken into account that a charge in motion possesses two kinds of magnetic fields: the vector and the scalar ones. The book is intended for specialists in theoretic and experimental physics, school and university teachers, students, postgraduates and others interested in contemporary natural sciences.



Электродинамика физического вакуума

Г.В.Николаев

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие к книге «Непртиворечивая электродинамика».....	17
Предисловие к книге «Современная электродинамика и причины	
ее парадоксальности».....	22
Вместо предисловия к книге «Электродинамика физического вакуума».....	27
Осмысление ситуации в науке и научные выводы	32
ОТ АВТОРА.....	47
Литература.....	75

ЧАСТЬ I. ОБЩИЕ СВОЙСТВА СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Глава 1. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА

1. Эволюция представлений об окружающем пространстве.....	81
2. Концепция мировой среды и экспериментальные наблюдения.....	86
3. Неприменимость принципа относительности к реальному пространству.....	90
4. Инвариантность законов механики и электродинамики в реальном пространстве.....	103
5. Аксиоматические основы научных теорий.....	105
6. Выводы применимые к реальному пространству.....	111
7. Литература.....	116

Глава 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

1. Ограниченност извѣстных представлений о свойствах реального пространства	119
2. К вопросу об экспериментальном обосновании принципа относительности	122
3. О законах электродинамики и оптики во вращающихся системах отсчета	126
4. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета	146
5. Эффект Холла и асимметрия лабораторной движущейся систем отсчета	150
6. Об электродинамическом аналоге уравнения Бернулли для электронов проводимости в кристаллической решетке проводника	155
7. О проверке фундаментальных соотношений на ИСЗ	162
8. Об ограниченности методов классической и релятивистской	
электродинамики в условиях на поверхности Земли	171
9. Выводы	191
10. Литература	192

ЧАСТЬ II. ЭЛЕКТРОСТАТИКА СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Глава 1. ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОСТАТИКИ ПУСТОГО ПРОСТРАНСТВА

1.	Современное представление об электрическом поле заряда	197
2.	Силы кулоновского расстакивания и энергия электрического поля электрона	202
3.	Электрическое поле системы зарядов	207
4..	Энергия взаимодействия и энергия электрического поля одиночных зарядов	210
5.	Энергия электрического поля и энергия взаимодействия системы зарядов	221
6.	Выводы	228
7.	Литература	230.

Глава 2. ФИЗИЧЕСКИЙ ВАКУУМ РЕАЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА

1.	Развитие представлений о материальности реального пространства	231
2.	Вакумная среда как физическая система отсчета	236
3.	Поляризационные свойства среды физического вакуума	239.
4.	Передача электрических сил взаимодействия через пространство физического вакуума	242
5.	О законе Кулона в среде физического вакуума	247
6.	Законы сохранения и превращения материи и физический вакуум	249
7.	Литература	256

Глава 3. ВОПРОСЫ ЭЛЕКТРОСТАТИКИ ВАКУУМНОЙ СРЕДЫ

1.	Общие представления о среде физического вакуума	258
2.	Поляризационные свойства среды физического вакуума и взаимодействия зарядов	259
3.	Энергия поляризации среды физического вакуума	262
4.	Энергия взаимодействия электрического поля с вакуумной средой	269
5.	Анализ известных представлений об энергии электрического поля	271
6.	Выводы	279
7.	Литература	280

ЧАСТЬ III. ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Глава 1. ТОКИ СМЕЩЕНИЯ И РАДИАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1.	Определение магнитного поля от тока переноса и токов смещения уравнениями Максвела	281
----	--	-----

2.	Анализ решений уравнений Максвелла через токи смещения	287
3.	Известные представления о токе переноса и токах смещения движущегося заряда	290
4.	Аксиальные токи смещения и радиальные магнитные поля движущихся зарядов	296
5.	Выводы	310
6.	Литература	310

Глава 2. ТОКИ СМЕЩЕНИЯ И РАДИАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЛИНЕЙНОГО ТОКА

1.	Известные представления о токах смещения постоянного тока	311
2.	Токи смещения линейного постоянного тока в среде физического вакуума	312
3.	Поверхности интегрирования для токов смещения в среде физического вакуума	319
4.	Выводы	325
5.	Литература	326

Глава 3. ТОКИ СМЕЩЕНИЯ И АКСИАЛЬНОЕ (СКАЛЯРНОЕ) МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1.	Токи смещения одиночного движущегося заряда в среде физического вакуума	327
2.	Аксиальное магнитное поле движущегося заряда	329
3.	Энергия аксиального магнитного поля и кинетическая энергия заряда	337
4.	Литература	344

Глава 4. ОБОСНОВАНИЕ РЕАЛЬНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ АКСИАЛЬНОГО (СКАЛЯРНОГО) МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1.	Магнитное взаимодействие движущихся зарядов	345
2.	Изменяющиеся магнитные поля и явление индукции вихревых электрических полей	361
3.	Ограниченностъ классических представлений о магнитном потоке	364
4.	Эффекты индукции ЭДС в замкнутых контурах	366
5.	Индукция вихревого электрического поля от одиночного равномерно движущегося заряда	375
6.	Выводы	378
7.	Литература	379

Глава 5. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ АКСИАЛЬНОГО (СКАЛЯРНОГО) И РАДИАЛЬНОГО (ВЕКТОРНОГО) МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1.	Токи смещения и магнитные поля движущегося заряда	381
2.	Аксиальная и радиальная компонента токов смещения	383
3.	Полная система уравнений для аксиального (скалярного) и радиального (векторного) магнитных полей движущегося электрического заряда	390
4.	Методы решения полной системы дифференциальных уравнений электродинамики	392
5.	Векторные и скалярные магнитные поля для линейных токов	407
6.	Магнитные поля от отрезка линейного тока	409

7.	Выводы	414
8.	Литература	416

Глава 6. ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ МАССА ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА И ИНЕРЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОНОВ

1.	Механическая и магнитная энергия движущегося заряда	417
2.	Деформация электрического поля движущегося заряда и магнитная энергия	421
3.	Механические и электромагнитные инерционные свойства сгустков электронов	425
4.	Практические примеры электромагнитных инерционных свойств сгустков электронов и индуктивных токовых систем	427
5.	Выводы	431
6.	Литература	432

Глава 7. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ВИХРЕВЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ РАВНОМЕРНО И УСКОРЕННО ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1.	Вихревые электрические поля равномерно движущегося одиночного заряда	433
2.	Вихревые электрические поля ускоренно движущегося одиночного заряда	446
3.	Дифференциальные уравнения для двух типов вихревых электрических полей	458
4.	Системы дифференциальных и интегральных уравнений для скалярных и векторных полей движущегося заряда	464
5.	Выводы	469
6.	Литература	470

Глава 8. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ГРАДИЕНТНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1.	Вывод уравнений для градиентных электрических полей движущегося заряда	471
2.	Магнитные взаимодействия в градиентных электрических полях	476
3.	Физическая сущность известных представлений о магнитном взаимодействии движущихся зарядов	479
4.	Практические примеры рассмотрения магнитного взаимодействия в градиентных электрических полях	481
5.	Выводы	490
6.	Литература	490

Глава 9. О ПРИРОДЕ ВИХРЕВЫХ ГРАДИЕНТНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ РАВНОМЕРНО ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1.	Вихревые градиентные электрические поля в параллельно движущихся системах отсчета	491
2.	Вихревые градиентные электрические поля в перпендикулярно движущихся системах отсчета	502
3.	Энергия вихревых и градиентных электрических полей равномерно движущегося заряда	510

4.	Работа поляризации физического вакуума в градиентных электрических полях и энергия магнитных полей движущихся зарядов	523
5.	Выводы	526
6.	Литература	527

Глава 10. ВИХРЕВОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ УСКОРЕННО ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА И ЗАКОНЫ ИНЕРЦИИ ЗАРЯДОВ

1.	Энергия ускоренно движущегося заряда и индукция вихревых электрических полей..	529
2.	Энергия двух взаимодействующих ускоренно движущихся зарядов и индукция вихревых электрических полей	533.
3.	Энергия взаимодействия трех ускоренно движущихся электрических зарядов через индуцируемые вихревые электрические поля	538
4.	Доказательства существенной ограниченности известных представлений о магнитном поле и магнитном потоке	540
5.	Природа электромагнитной инерции ускоренно движущегося электрического заряда	543.
6.	Фундаментальные свойства инерционной электромагнитной массы ускоренно движущегося электрического заряда	546.
7.	Литература	550

Глава 11. ВОЛНОВОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВИХРЕВОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И ДВУХ ТИПОВ ВИХРЕВЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ УСКОРЕННО ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА

1.	Система уравнений для полей ускоренно движущегося электрического заряда	551
2.	Циклическая функциональная зависимость для процесса зарождения и распространения вихревых электрических и вихревых магнитных полей ускоренно движущегося электрического заряда	555
3.	Физический смысл процесса возникновения электромагнитной волны и формально-математическая сущность волнового уравнения	558
4.	Анализ функционального процесса зарождения и распространения электромагнитной волны	565
5.	Ограниченностъ известных представлений применительно к вихревым электрическим и магнитным полям электромагнитной волны	569
6.	Индукция поперечных и продольных электромагнитных волн ускоренно движущимся электрическим зарядом и неразрывное единство природы этих полей	583
7.	Выводы	590
9.	Заключение.....	591
8.	Литература	594

Глава 12. УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ДЛЯ ПОЛНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА.

1.	Полное магнитное поле движущегося электрического заряда.....	595
2.	Система уравнений для полного векторного магнитного поля движущегося электрического заряда.....	599

3.	Волновое уравнение для вихревого полного магнитного поля ускоренно движущегося заряда.....	600
4.	ЛИТЕРАТУРА	609

ЧАСТЬ IV.**НОВЫЕ КОНЦЕПЦИИ ФИЗИЧЕСКОГО МИРА.**

1.	Введение	611
2..	О фундаментальных основах физики	615
3.	Основополагающие исходные концепции физической теории.....	619
4.	Электрический заряд и загадочная природа инерции.....	625
5.	Природа гравитации и гравитационной массы.	632
6.	Предполагаемая структура и свойства среды физического вакуума.....	646
7.	Кинематика для реального пространства. Исходные постулаты.....	654
8.	Новая интерпретация оптических и релятивистских явлений	656
9.	Известные парадоксы в электродинамике и их разрешение.....	660
10.	Экспериментальные подтверждения существования СКАЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ	664
11.	Электромагнитная масса электрона и ОГРАНИЧЕННОСТЬ известного ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПРИНЦИПА ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ	668
12.	В природе НЕТ явления АНИГИЛЯЦИИ МАТЕРИИ и превращения ее в энергию!.....	670
13.	В природе НЕТ явления ИСКРИВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВА!.....	672
14.	В природе НЕТ явления ДУАЛИЗМА «ВОЛНА-ЧАСТИЦА»!.....	675
15.	В природе НЕТ никаких «ТОРСИОННЫХ ПОЛЕЙ»!.....	678
16.	Тупиковые направления в современной физике	681
17.	УРАВНЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА.....	685
18.	Примитивность нашего сознания в сравнении с СОВЕРШЕНСТВОМ ЖИВОЙ КЛЕТКИ.....	688
19.	Среда физического вакуума и потенциальные возможности ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ XXI ВЕКА.....	691
20.	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	693
21.	ЛИТЕРАТУРА	694

CONTENTS

The foreword to the book «Trouble-free electrodynamics».....	17
The foreword to the book «Modern electrodynamics and reasons of its paradoxicality ».....	22
Instead to the book «Electrodynamics physical Vacuum».....	27
Initial conclusions and generalizations.....	32
Author's preface.....	47
Literature	75

PART I

General properties of physical vacuum medium

Introduction.....	
-------------------	--

Chapter 1 Main physical properties of physical vacuum medium of the Space surrounding the Earth.

1. Evolution of representations about the environmental space.....	81
2. Concept of world environment and experimental supervision.....	86
3. Applicability of a principle of relativity to the real space	90
4. Invariancy of the laws of the mechanics and electrodynamics in real spaces.....	103
5. Axiomatic bases scientific of the theories.....	105
6. Conclusions applicable(applied) to real space	111
7. Literature	116

Chapter 2 Electromagnetic properties of physical vacuum medium.

1. Limitation of known representations about properties of the real space.....	119
2. To a question of the experimental substantiation of a principle of relativity.....	122
3. About the laws of Electrodynamics and optics in rotated systems.....	126
4. Feynman's Paradox and asymmetry of laboratory and moving of systems readout.....	146
5. Hall's Effect and asymmetry of laboratory moving systems of Readout	150
6. About Electrodynamics analogue of a Bernulli' equation for electrons of conductivity in a crystal lattice of a conductor.....	155
7. About the check of fundamental parities on satellites.....	162
8. About the limits of methods of classical and relativistic.....	171
Electrodynamics in conditions on a surface of the Earth.....	191
9. Conclusions.....	192

10. Literature.....	192
---------------------	-----

PART II

Electrostatics of physical vacuum medium.

Chapter 1. Problems of Electrostatics of the empty space

1. Modern representation about a electrical field of a charge.....	197
2. Force of Coulomb's interaction and energy of a electrical field of an electron	202
3. Electrical field of a system of charges.....	207
4. Energy of interaction and energy of a electrical field of a single charge.....	210
5. Energy of a electrical field and energy of interaction of a system of charges	221
6. Conclusions.....	228
7. Literature.....	230

Chapter 2 Physical vacuum of the real space

1. Development of representations about materiality of the real Space	231
2. Vacuum medium as a physical system of readout	236
3. Polarizational properties of physical vacuum medium	239
4. Transfer of electrical forces of interaction through the space of physical vacuum	242
5. About the law of Coulomb in physical vacuum medium	247
6. Laws of conservation and conversion of matter and physical vacuum.....	249.
7. Literature.....	256

Chapter 3 Questions Electrostatics of Vacuum medium

1. General representations about the physical vacuum medium	258
2. Polarizational properties of physical vacuum medium and interaction of charges.....	259
3. Energy of polarization of physical vacuum medium	262
4. Energy of interaction of a electrical field with Vacuum medium	269
5. Analysis of known representations about energy of a electrical field	271
6. Conclusions.....	279
7. Literature.....	280

PART III

Electrodynamics of physical vacuum medium

Chapter 1 Currents of displacement and radial magnetic field of a moving charge

1. Determination of a magnetic field from a current of carry and currents of displacement by Equations Maxwell	281
2. Analysis of the solutions of equations Maxwell with currents of displacement.....	287
3. Known representations about a current of carry and currents of displacement of a driven charge.....	290

4.	Axial currents of displacement and radial magnetic fields of a charge in motion	296
5.	Conclusions.....	310
6.	Literature.....	310

**Chapter 2 Currents of displacement and radial magnetic field
of a linear current.**

1.	Known representations about currents of displacement of a direct current.....	311
2.	Currents of displacement of a linear direct current physical vacuum medium	312
3.	Surface of integration for currents of displacement physical vacuum medium	319
4.	Conclusions.....	325
4.	Literature.....	326

**Chapter 3 Currents of displacement and axial (scalar)
magnetic field of a driven charge**

1.	Currents of displacement of a single moving charge in physical vacuum medium	327
2.	Axial magnetic field of a driven charge.....	329
3.	Energy of an axial magnetic field and kinetic energy of a charge.....	337
4.	Literature.....	344

**Chapter 4 The Substantiation of a reality of existence of axial
(scalar) magnetic field of driven charge.**

I.	Magnetic interaction of moving charges.....	345
2.	Varied magnetic fields and phenomenon of a induction of vortex electrical fields.....	361
3.	Limitation of classical representations about a magnetic flow.....	354
4.	Effects of a induction of EMF in closed circuits.....	366
5.	Induction of a vortex electrical field from single regulary moving charge.....	375
6.	Conclusions.....	378
7.	Literature.....	379

**Chapter 5 A system of equations for axial (scalar) and radial
(vector) magnetic fields of a driven charge**

1.	Currents of displacement and magnetic fields of a driven charge.....	381
4.	Axial and radial components of currents of displacement.....	383
5.	Complete system of equations for axial (scalar) and radial (vector) magnetic fields of driven electrical charge.....	390
6.	Methods of solution of a complete system of differential equations	392
5.	Vector and scalar magnetic fields for linear currents.....	407
6.	Magnetic fields from a section of a linear current.....	409
7.	Conclusions.....	414
8.	Literature.....	416

**Chapter 6 Electromagnetic weight of driven charge and inertial
properties of electrons**

1.	Mechanical and magnetic energy of driven charge.....	417
----	--	-----

2.	Deformation of a electrical field of a driven charge and magnetic energy.....	421
7.	Mechanical and electromagnetic inertial properties of electron cloths	425
8.	Practical examples of electromagnetic inertial properties of electron cloths and inductive current systems.....	427
5.	Conclusions.....	431
6.	Literature.....	432

**Chapter 7 A system of equations for vortex electrical fields in
regular intervals and accelerated charge**

1.	Vortex electrical fields of single regular driven charge.....	433
2.	Vortex electrical fields of single accelerated charge.....	446
3.	Differential equations for two types of vortex electrical fields.....	458
4.	System of differential and integrated equations for scalar and vector fields of driven charge.....	464
5.	Conclusions.....	469
6.	Literature.....	470

**Chapter 8 A system of equations for gradient electrical fields
of driven charge**

1.	Derivation of equations for gradient of electrical fields driven charge.....	471
2.	Magnetic interactions in gradient electrical fields.....	476
3.	Physical essence of known representations about magnetic interaction driven charge.....	479
5.	Practical examples of consideration of magnetic interaction in gradient electrical fields....	481
6.	Conclusions.....	490
7.	Literature.....	490

**Chapter 9 About the nature of vortex gradient electrical fields
of moving charge**

1.	Vortex gradient electrical fields in parallel driven systems of readout.....	491
2.	Vortex gradient electrical fields in perpendicularly driven systems of readout.....	502
3.	Energy of vortex and gradient electrical fields of regulary moving charge.....	510
4.	Work of polarization of physical vacuum in gradient electrical fields and energy of magnetic fields of a driven charge.....	523
5.	Conclusions.....	526
6.	Literature.....	527

**Chapter 10 Vortex electrical field of accelerated charge
and laws of inertia of charges.**

1.	Energy of accelerated charge and induction of vortex electrical fields	529
2.	Energy of two interacting accelerated charges and induction of Vortex electrical fields.....	533
3.	Energy of interaction of three accelerated electrical charges through induced Vortex electrical fields.....	538
4.	Proof of essential limitation of known representations about a magnetic field and magnetic flow.....	540
5.	Nature of electromagnetic inertia of accelerated electrical charge	543

6.	Fundamental properties of inertial electromagnetic weight of accelerated electrical charge.....	546
7.	Literature.....	550

**Chapter 11 Wave equation for Vortex electrical and two types
Vortex of Magnetic fields of accelerated charge**

1.	System of equations for fields of accelerated electrical charge.....	551
2.	Cyclic functional dependence for process of appearance and distribution of Vortex electrical and Vortex magnetic fields of accelerated electrical charge.....	555
3.	Physical sense of process of occurrence of electromagnetic wave and formal - mathematical essence of a wave equation.....	558
4.	Analysis of functional process of appearance and propagation of electromagnetic wave.....	565
5.	Limitation of known representations with reference to Vortex electrical and magnetic fields of electromagnetic wave.....	569
6.	Induction of lateral and longitudinal electromagnetic waves of accelerated electrical charge and uniform unity of a nature of these fields.....	583
7.	Conclusions.....	590
8.	Literature.....	594

**Chapter 12. A system of equations for full magnetic fields
of a driven charge**

1.	Full magnetic fields of a driven electrical charge.....	595
2.	System of equations for full vector magnetic fields of a driven charge.....	599
3.	Wave equation for Vortex full vector magnetic fields of a driven charge.....	600
4.	Literature.....	609

Part IV.
The new concepts of the physical world
*Crisis of contemporary science:
is there way-out?*

1.	Introduction	611
2.	Fundamental bases of modern physics	615
3.	Basic initial concepts of physical theory	619
4.	Electrical charge and mysterious nature of inertia.....	625
5.	The nature of gravity and gravitation mass.....	632
6.	Estimated structure and properties of physical vacuum medium	646
7.	Kinematics of the real space. Initial concepts.....	654
8.	New interpretation of optical and relativistic phenomena.....	656
9.	Known paradoxes in electrodynamics and their solutions	660
10.	Experimental confirmations of existence of Scalar magnetic field	664
11.	Electromagnetic mass of electron limitation of known fundamental principle of equivalence	668
12.	There is no phenomenon of matter annihilation and its transformation into energy!	670
13.	THERE IS no phenomenon of space distortion!	672
14.	There is no phenomenon of "wave-particle" dualism!	675
15.	There are not any "TOrsion FIELDS"!	678
16.	Blind-alleys of contemporary physics	681
17.	Equation of electrodynamics of physical vacuum medium	685

18. Primitiveness of our consciousness in comparison with perfection of a living cell	688
19. Physical vacuum medium and potential opportunities of Fundamental physics of XXI century	691
20. Conclusion	693
21. THE List of LITERATURE	694

Предисловие к книге «Непротиворечивая электродинамика»

Из известных в природе четырех типов взаимодействий (сильные, слабые, электромагнитные, гравитационные) в своей повседневной сознательной практике мы наиболее часто сталкиваемся с электромагнитными. Это прежде всего взаимодействие частиц вещества между собой, а значит и сущность механических взаимодействий тел, в том числе живых, это – взаимодействие световых и других электромагнитных излучений с веществом и т.д.

В основе практически всех используемых человеком приборов и устройств лежат электромагнитные взаимодействия. Не случайно поэтому электрические и магнитные поля стали объектом пристального изучения. Возникла одна из важнейших областей науки и техники – электродинамика, а широта охватываемых ею исследований и исключительная плодотворность практического использования создала иллюзию строгости и законченности этой теории как одного из разделов классической физики.

Однако возросшие к настоящему времени практические потребности создания современных приборов и устройств, увеличения точности и мощности имеющихся привели к открытию новых и к уточнению известных физических явлений, не укладывающихся в общепринятые закономерности электродинамики в рамках максвелловских уравнений; и вот уже стройность и законченность классической электродинамики выглядит кажущейся. Монография Г.В. Николаева посвящена именно этому вопросу.

Не будем пересказывать содержание книги. Она написана смелым и талантливым исследователем понятным языком для каждого желающего взглянуть на электродинамику открытыми глазами. В монографии глубоко анализируются исторические предпосылки возникновения противоречий в электродинамике, приводится солидный перечень теоретических и экспериментальных парадоксов, большинство из которых было выявлено самим автором; и конечно же, предлагаются реализуемые пути совершенствования электродинамики, пути устранения противоречий, что весьма важно. Фактически это осуществляется через достоверно доказанное автором открытие нового типа магнитного поля. Но существует ли вообще магнитное поле? Не является ли физической сущностью электродинамики векторный потен-

циал? Однако мы уже договорились не повторять содержание монографии. Читатель сам может с ним познакомиться, прочитав книгу. Здесь же представляется важным изложить взгляд с точки зрения установления единства физических знаний – это поможет нам уточнить физический смысл явлений, затрагиваемых в монографии.

Нам удалось объединить известные четыре взаимодействия, отталкиваясь от явления комптутации, т. е. явления хаотического блуждания элементарных частиц по квантованному пространству физического вакуума. Это позволило теоретически вывести практически все фундаментальные экспериментально известные физические законы. В результате существенно прояснился физический смысл сущности явлений.

Средой физического вакуума с этой точки зрения является сверхтекучая "вихревая губка" Бернулли. Вихревые трубы в такой среде образуются круговыми токами "виртуальных" электронно-позитронных пар. Знак электрического заряда определяется направлением вращения (левое, правое) вихревых трубок, т.е. направлением вектора прочности трубок на вращение. Инвариантом величины заряда (элементарный заряд) является объем пространственной клетки в составе вихревой трубы для покоящегося в среднем электрона. Он может быть изменен только через изменение величины фундаментальных физических констант. Макроскопическое смещение пространственных клеток, олицетворяющее диэлектрическое смещение, в среде физического вакуума порождает локальные изгибы вихревых трубок, являющихся телами фотонов. Изгибы распространяются вдоль вихревых трубок по винтовой линии со скоростью света, при этом в среде возникают сдвиги, распространяющиеся практически с бесконечной скоростью, но не отрывающиеся от изгибов вихревых трубок. В пространстве же эти сдвиги каждым изгибом формируются в монохроматическую электромагнитную волну, подчиняющуюся уравнениям Максвелла. Расчет взаимодействия изгибов вихревых трубок через поглощение этих сдвигов количественно приводит к закону Кулона. Электрический заряд при этом выступает как константа взаимодействия, а механическая сила электрического происхождения – как сила реакции при поглощении сдвига изгибом вихревой трубы. Напряженность электрического поля, по физическому смыслу, оказывается количеством движения в единице объема, накапливаемым за время перехода элементарной частицы (изгиба вихревой трубы) из одной пространственной клетки в соседнюю. Сдвиг пространственных клеток, вызванный изгибом вихревой трубы, имеет трансляционный и вращательный компоненты. Трансляционный компонент воспринимается в качестве электрического поля, тогда как вращательный – в качестве магнитного поля.

Таким образом, магнитное поле, пропорциональное вихрю смещения, представляется реально существующим физическим полем. Магнитное поле с нашей точки зрения, наряду со спиновым (по Б.Н. Родимову) и электрическим полями, обусловливают сильные взаимодействия в атомных ядрах. Распад элементарных частиц в результате слабых взаимодействий представляет собой кратковременность пребывания в потенциальной яме при положительности внутренней энергии (также по Б.Н. Родимову).

Макроскопическая компенсация магнитного поля не приводит к исчезновению ультрамикроскопических вихрей смещения. В связи с этим совмещение двух электрических контуров с противоположным направлением тока вызывает, как известно, появление не притяжения, а отталкивания между контурами, хотя внешнее магнитное поле контуров становится нулевым (компенсируется). Поэтому же внешняя компенсация магнитного поля двух параллельно летящих противоположного знака электрических зарядов не приводит к уничтожению их кинетической энергии, физическим выражением которой является энергия магнитного поля, как это убедительно доказывается в монографии.

При относительном движении электрических зарядов темп обмена сдвигами между ними изменяется, что приводит к изменению электрического взаимодействия между ними. Выделение этого компонента электрического поля и его запись в единицах измерения магнитного поля приводит к выражению для открытого Г.В. Николаевым скалярного магнитного поля. Тем самым еще раз подчеркивается реальность этого поля.

Потенциал электрического поля в нашем подходе представляет собой энергию электрического поля в единице объема, накапливаемую за время перехода элементарной частицы между соседними пространственными клетками. Поэтому он однозначен. Однако поскольку отобрать эту энергию можно лишь при наличии её перепада в пространстве или времени, начало отсчёта потенциала оказывается несущественным, что и выражается математически как невозможность введения универсальной точки отсчёта потенциала. При наличии скорости V электрического заряда для скалярного “магнитного поля” потенциал электрического поля снижен в V/C раз, становясь векторным потенциалом \mathbf{A} . Однозначность его при этом не исчезает, сохраняется также и физический смысл. Через вихрь этого потенциала выражается напряженность обычного магнитного поля. Однако поскольку теперь потенциал имеет физический смысл энергии завихренности в единице объема, трансляционный компонент смещения в среде несуществен, что и выражается математически как неоднозначность векторного потенциала. Тем не менее, сходство физического смысла скалярного и векторного потенциалов допускает выражение полного магнитного поля через гра-

диент потенциала, как это получено Г.В. Николаевым в монографии. Физическая же однозначность связи между потенциалом и физическим полем допускает формулировку закономерностей электродинамики как через магнитное поле, так и через векторный потенциал, как это блестяще показано Г.В. Николаевым. Однако математическое удобство таких записей будет, естественно, неравноценным для разного рода практических задач, что также показано в монографии.

Поскольку в монографии затронут вопрос о гравитационных свойствах электрона, коснемся явления тяготения между телами. По нашим представлениям гравитационные взаимодействия возникают через обмен гравитонами с отрицательной массой. При каждом переходе из одной пространственной клетки в другую элементарная частица испускает пару гравитонов (положительной и отрицательной массы). Гравитоны с положительной массой стекают в сопряженный мир античастиц. Расчет взаимодействия приводит к количественному выражению закона всемирного тяготения, т.е. к выражению гравитационной постоянной. Космологическое "красное смещение" количественно объясняется "похудением" фотонов, количественно объясняется также интенсивность и спектральный состав фонового излучения Вселенной. Расчет гравитационных взаимодействий показывает, что классические электронные (позитронные) шарики выполняют особую роль в поглощении гравитонов любыми элементарными частицами. Такая ситуация приводит к удельному гравитационному утяжелению электрона сравнительно с нуклонами, в противоположность утверждению в монографии об отсутствии у электрона (позитрона) гравитационных свойств. В свете новых экспериментальных данных об увеличении земного ускорения тел с меньшей относительной концентрацией нуклонов (см. "За рубежом", 1986, № 15, от 4 – 10 апреля) наши выводы кажутся более близкими к истине. Этот спорный вопрос разрешится дальнейшими экспериментальными данными, поскольку практика является единственным критерием истины.

В целом обзорная монография Г.В. Николаева безусловно является крупным вкладом в электродинамику и вообще в физику. Подкупает высокая честность автора в науке. Он не отступил перед научным фактом, хотя и оказался в явном противоречии с традиционной классической теорией электромагнетизма, не стал подлаживать новые факты под общепринятые принципы ради того, чтобы не потревожить многоуважаемую теорию и ее великих созидателей. Впрочем, автор столь же честно неоднократно оценивает недочеты и своей теории. Автор отмечает, что "мы вновь вернулись к тем исходным "примитивным" представлениям о законах электрического и магнитного взаимодействия, которые на заре развития начальных представлений об электромагнетизме стояли перед физиками того времени". Однако

не следует забывать, что этот "возврат" осуществляется неизбежно на более высоком качественном уровне, отражая объективную закономерность спиралевидного движения познания. Книга безусловно окажется полезной для специалистов в свете открывающихся перспектив совершенствования и современных практических приложений электродинамики.

Докт. техн. наук Золотарев В.Ф.

г. Ленинград

Предисловие к книге «Современная электродинамика и причины ее парадоксальности»

Не будем спорить, будем вычислять...

Готфрид Вильгельм Лейбниц

... и измерять

Геннадий Васильевич Николаев

С Геннадием Николаевым я познакомился на II Международной конференции по пространству, времени и тяготению в Петербурге в сентябре 1991 года, но некоторые из его интереснейших препринтов я читал четверть века тому назад, когда жил в Болгарии.

Во время конференции мы проводили больше времени в моей комнате в отеле "Ленинград", чем в зале конференции, ибо эксперименты, проведенные им и некоторыми другими русскими физиками, о которых Николаев мне рассказывал, были во сто раз интереснее чем, доклады на конференции.

Любой студент-физик, сталкиваясь с электромагнетизмом, замечает, что там "что-то не в порядке", но под влиянием авторитета учебников и профессоров, всякий студент старается любые противоречия и несуразности "замести под ковер", как все авторы учебников и все профессора делали то же самое, когда сами были студентами. Мое "брожение" длилось намного дольше, и под влиянием замечательных экспериментов по электромагнитной индукции кубинского физика Франциско Мюллера и моих собственных по измерению абсолютной скорости Земли, отвергавших принципы относительности и эквивалентности, я стал в конце концов закаленным иконокластом. Но нужно сказать, что хотя я несколько раз отказывался от уравнения Лоренца-Грассмана и снова подымал его на знамени, к 1991 году это уравнение было мною твердо принято как верное.

И вот Г. Николаев показал мне эксперименты, которые никоим образом не могли быть увязаны с уравнением Лоренца (имя Грассмана буду опускать). Я буквально потерял сон и покой и говорил Николаеву: "Геннадий, я построил весь "мой" электромагнетизм на уравнении Лоренца, я успел его вывести безупречной математической логикой из уравнений Кулона и Неймана об электрической и магнитной энергиях двух зарядов, а теперь ты появляешься со своими экспериментами, которые говорят: сие уравнение неверно! Та перестройка, которую затеяли вы в вашем царстве-государстве,

ничто по сравнению с перестройкой, которую ты вызываешь в электромагнетизме. Мне трудно перекраивать мои книги – я стар, я утомлен." Николаев отвечал: "Чем раньше ты перестроишься, тем легче обретешь спасение. Не перестроишься, не спасешься!" И вернувшись в Грац, я начал "перестраиваться". Опять считал, опять выводил формулы, сравнивал с экспериментами. Потом повторил некоторые из николаевских экспериментов. Эффекты были те же, которые Николаев описал в своей монографии в 1986 году, отстуканной на машинке, которую он мне любезно подарил.

Эту монографию, в улучшенном виде, читатель держит теперь в своих руках.

Итак, уравнение Лоренца «трещало по всем швам». Цилиндрический магнит, который разрезан пополам аксиальной плоскостью, и одна из половин перевернута (магнитные силы делают это перевертывание сами), создает вблизи плоскости разреза магнитное поле, которое действует на токи продольными силами (согласно уравнению Лоренца, силы, с которыми магнит действует на токи, всегда перпендикулярны к последним). Это поле Николаев назвал скалярным магнитным полем, а вышеописанный магнит в честь сибиряка Николаева, я назвал "Сибирский Коля" (SIBERIAN COLIU – даю и его английскую транскрипцию, ибо этот магнит известен гораздо больше в англоязычной литературе, чем в русской). Оказалось, значит, что за двести лет существования электромагнетизма человечество не заметило, что кроме магнитного поля **B**, которое будем называть векторным магнитным полем, существует и скалярное магнитное поле *S*. Так что на токовый элемент *Idr* действуют две силы, лоренцевская и николаевская,

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_{lor} + \mathbf{f}_{nic} = Idr \times \mathbf{B} / c + Idr \mathbf{S} / c .$$

Но самый интересный результат, к которому ведет скалярное магнитное поле, следующий. Каждый знает, что при помощи трех первых пальцев правой руки можно показать, что если кусок проволоки со скользящими контактами в его концах двигать в плоскости, перпендикулярной к векторному магнитному полю **B**, в направлении, перпендикулярном к проволоке, то индуцируется ток в таком направлении, что взаимодействие этого индуцированного тока с полем **B** приводит к торможению движения проволоки. Это есть известный закон Ленца, и первый член в выше указанной формуле дает его математическое обоснование. Если, однако, при помощи только одного пальца правой или левой руки читатель попытается установить, куда будет индуцироваться ток в проволоке со скользящими контактами, которую он будет двигать по направлению проволоки в области со скалярным магнитным полем *S*, то, к своему изумлению, читатель обнаружит, что индуцируемый ток не будет тормозить движение проволоки, а будет помогать ее дви-

жению. Это можно назвать антиленц-эффектом. Из указанного эффекта, который читатель сразу же может проверить экспериментально, если у него под рукой магнит СИБИРСКИЙ КОЛЯ, следует, что с помощью скалярного магнитного поля можно строить вечные двигатели.

Думаю, этого хватит, чтобы читателю стало ясно, ЧТО сделал Геннадий Николаев в электромагнетизме. Выразить векторное магнитное поле \mathbf{B} через электрические заряды q_i , их скорости \mathbf{v}_i и расстояния \mathbf{r}_i от точки наблюдения очень легко, если ввести векторный магнитный потенциал \mathbf{A} , ибо

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A} = \operatorname{rot} \sum_i q_i \mathbf{v}_i / c \mathbf{r}_i .$$

Но выразить S через ??? оказалось не так легко. Формулу для S , которую я предложил – и которая по сей день не вошла в противоречие ни с одним из известных мне экспериментов, где наблюдается продольное движение куска проволоки, или индукция токов при продольном движении куска проволоки, следующая:

$$S = -\operatorname{div} \mathbf{A} - \sum_i (q_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}) (\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{n}) / c r_i^3 ,$$

где $\mathbf{n} = d\mathbf{r}/dr$ – единичный вектор по направлению токового элемента $Id\mathbf{r}$. Возможно, что эту формулу нужно брать с коэффициентом "1/2". Все известные мне эксперименты по продольному движению проволоки, включая мои собственные, являются качественными, и пока что наличие или отсутствие коэффициента "1/2" не установлено.

Должен отметить, что первым, кто наблюдал продольное движение куска проволоки со скользящими контактами, является американский инженер Carl Hering в начале столетия. Эти эффекты описаны в его обзорной статье в американском журнале TRANS. AM. INST. EL. ENG., 42,311, (1923), которую я перепечатал в моем журнале DEUTSCHE PHYSIK, 1(3), 41, (1992).

Последние три года моей экспериментальной и теоретической работы, кроме усилий по запуску вечного двигателя с магнитом СИБИРСКИЙ КОЛЯ, были посвящены выводу верного фундаментального уравнения в электромагнетизме, которое должно заменить неверное уравнение Лоренца. Первое уравнение, которое я предложил, и в честь Николаева назвал уравнением Николаева, уже содержало скалярное поле S в указанном выше виде. Я послал это уравнение Николаеву. Он высказался критически. Принимая во внимание указания "вождя", я предложил новое уравнение, которое назвал вторым уравнением Николаева. Николаев с этим уравнением будто бы согласился, но написал мне в письме, что уравнения, которые я предлагаю, должен называть своим именем. Скоро я поставил эксперименты (см.

DEUTSCHE PHYSIK, 3 (11), 5 (1994)), которые входили в противоречие и с первым, и со вторым уравнениями Николаева (эти названия я сохраняю по сей день, ибо раз ребенок назван Иваном, то нельзя, когда ему станет годик, начать называть его Петром). Тогда, в конце 1993 года, я предложил новое уравнение, которое называл уравнением Маринова. Это было прекрасное элегантное уравнение, которое простой симметризацией получалось от уравнения Грассмана, т.е. от уравнения Лоренца, и три года я на этом уравнении считал все эффекты, обусловленные скалярным магнитным полем S , которое являлось равным указанному выше значению, помноженному на коэффициент "1/2". В журнале DEUTSCHE PHYSIK читатель найдет точнейшие расчеты скалярного магнитного поля, создаваемого бесконечно длинными цилиндрическими и кольцевыми магнитами СИБИРСКИЙ КОЛЯ, которые являются основными элементами вечных двигателей, работающих на скалярном магнитном поле.

Но месяц назад я поставил эксперименты, которые входили в противоречие с уравнением Маринова, ибо это уравнение, вдобавок к векторному магнитному полю B , вводило и другое векторное магнитное поле B_{mar} , которое в экспериментах обнаружено не было.

Так как вопрос о том, какое должно быть фундаментальное уравнение в электромагнетизме, является вопросом чрезвычайной важности, и так как я оказался неспособным найти это уравнение, я объявил конкурс с призом в 100 000 долларов.

Этот конкурс будет объявлен в близком будущем в американском журнале GALILEAN ELECTRODYNAMICS и в журнале DEUTSCHE PHYSIK .

Условия конкурса следующие:

Я заплачу 100 000 долларов тому исследователю, который предложит формулу (правило, схему), с чьей помощью возможно будет подсчитывать силу и вращательный момент (относительно произвольной оси), с которыми замкнутый контур с током I' действует на другой замкнутый контур с током I или на часть последнего, связанную скользящими контактами с остальной частью. Деньги будут оплачены, если я не буду в состоянии демонстрировать эксперимент, который входил бы в противоречие с этой формулой. Если претендент не согласится, что мой "контразэксперимент" является фальсифицирующим, он может представить возражение и редактор журнала GALILEAN ELECTRODYNAMICS должен назначить комиссию из трех университетских профессоров, которые должны решить, является ли мой эксперимент фальсифицирующим или нет. Если большинство комиссии высажется, что эксперимент не является фальсифицирующим, я заплачу сумму и по 2 000 долларов каждому из членов комиссии. Если, однако, ко-

миссия решит, что эксперимент является фальсифицирующим, претендент не получает ничего, однако должен будет заплатить по 2 000 долларов каждому из профессоров.

Я призываю всех русских физиков напрячь умы. 100 000 долларов – это почти что нобелевский приз и будет присужден он за ДЕЛО, а не за фантасмагории. Притом задачка, которую я ставлю, кажется чрезвычайно простой. Но это только так кажется! Иначе 100 000 долларов из моего кармана я не вытащивал бы.

Заканчивая это предисловие, могу сказать только следующее. Хотя Николаев опубликовал много статей в русских физических журналах, его имя и его революционные открытия известны гораздо больше на Западе (Японию включаю в «Запад») чем в России. Будем надеяться, что публикация этой монографии поможет русским физикам и инженерам-электрикам поскорее понять, какой светоч был зажжен в Сибири.

Степан Маринов
Директор Института по фундаментальной физике
г. Грац , Австрия

ВМЕСТО ПРЕДИСЛОВИЯ к книге «Электродинамика физического вакуума»

«...если пересмотреть вопрос, то теперь могут быть выдвинуты солидные соображения в пользу постулирования эфира.»

П.Дирак Nature,У,166,1951

«...то, что в физике считали пустотой, на самом деле является некоторой средой. Назовем ли мы её по старинному эфиром" или же более современным словом "вакуум", от этого суть дела не меняется..."

Блохинцев Д.И. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд.АН СССР, 1952, с. 393

«... теория относительности Эйнштейна ... уже не объясняет всех проблем, связанных с элементарными частицами, и что нужно искать дальнейших путей ...»

Юкава и Гейзенберг. Женевская международная конференция, 1956 г.

"... Пороки современной теории (элементарных частиц) глубоко ей присущи и могут быть исправлены лишь путём создания новой теории, фундаментальным образом отличающейся от существующей".

"Вопросы советской науки". Изд. АН СССР, М., 1957, стр. б.

"... Основы существующей теории нуждаются в решительном пересмотре...", "... что современная релятивистская квантовая механика... существенно хромает..."

Акад. Л.Д. Ландау. "Природа", 10. 1958, с. 21.,
"Вопросы философии", 12, 1959, с. 155

«...Трудности современной теоретической физики носят принципиальный характер именно потому, что она опирается на теорию относительности – эту основную физическую теорию, наряду с квантовой механикой".

А.К. Манеев. К критике теории относительности. 1960

"В действительности драматическое положение в физике сохранилось и до наших дней и именно потому, что приняли рекомендацию А. Эйнштейна "совершенно забыть об эфире и никогда не упоминать о нём". Именно с этого момента "теория физических явлений принуждена была развиваться в сторону неумеренных математических абстракций, многие явления стали казаться ей "странными" и загадочными" и чем дальше, чем больше в этой теории стали накапливаться нерешенные проблемы"

Лебедев Т.А. О некоторых дискуссионных вопросах современной физики, 1956г.

"Неопределёнными остаются, в частности, серьёзнейшие ошибки, связанные с трактовкой закономерностей движения материальных объектов с большими скоростями. Эта область физики в последние десятилетия стала одной из важнейших в физической науке и достигла значительных успехов. Однако успешному развитию теории движения с большими скоростями мешает распространенная среди физиков эйнштейнианская трактовка закономерностей быстрых движений, эйнштейнианское понимание существа физической теории.

Интересы физической науки настоятельно требуют глубокой критики и решительного разоблачения всей системы теоретических взглядов Эйнштейна и его последователей эйнштейнианцев, в области физики, а непросто отдельных их философских высказываний. Идеалистические взгляды Эйнштейна и эйнштейнианцев заводят физическую теорию в безысходный тупик. Разоблачение реакционного эйнштейнианства в области физической науки – одна из наиболее актуальных задач советских физиков и философов"

Философские вопросы современной физики, И.В. Кузнецов
(стр. 46), Изд. АН СССР, 1952.

"Теория относительности является строго научной теорией. Но это вовсе не означает, что она верна без всяких ограничений, что в будущем она не должна будет уступить место какой-то другой, новой теории, вернее, отображающей действительность. Ведь всякая научная теория справедлива лишь в определённых границах, и само развитие науки состоит в смене одних теорий другими. При этом, однако, старые теории, как правило, не отвергаются полностью. Многое, а иногда и всё из них сохраняется. Но они превращаются лишь в предельный случай новой, более общей и более совершенной теории..."

Кольман Э. Ленин и новейшая физика, 1961, с. 55

«... необходим значительно более радикальный пересмотр теории относительности и квантовой теории, причём надо будет попытаться

не кое-как приспособить нынешние теории, принимая в их основе предположения, а коренным образом пересмотреть их логическую и философскую базу...»

Бернал Дж. Наука в истории общества. – М.: ИЛ., 1956.

"Когда говорят об экспериментальном подтверждении теории относительности, то физик-материалист имеет в виду совсем не то, что хотят представить Эйнштейн и эйнштейнианцы. Возьмём, например, известный факт изменения времени распада движущегося мезона по сравнению со временем распада покоящегося мезона. Для Эйнштейна дело заключается в том, что наблюдатель "отнёс" мезон к другой системе координат, в зависимости от этого и вследствие этого произошло изменение скорости распада мезона.

Физик-материалист понимает этот факт совсем по-иному. Время распада мезона стало иным потому, что движущийся мезон – это мезон, существующий в других условиях, в других связях и отношениях к окружающим его материальным телам. Поэтому у него и другая ритмика процессов, поэтому и время распада у него другое».

Кузнецов И.В., Терлецкий Я.П. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд-во АН СССР, 1952. – С. 71.

"Если бы явление Саньяка было открыто раньше, чем выяснились нулевые результаты опытов второго порядка, оно, конечно, рассматривалось бы как блестящее экспериментальное доказательство наличия эфира... На вопрос о том, увлекается ли эфир Землей в целом или нет, опыт Саньяка не разрешает. ... Желателен был ещё один опыт первого порядка с Землей в целом в качестве вращающегося тела".

Акад. С.И. Вавилов. Собр. соч., т. IV, 1954, с. 60

Когда был проведён и такой оптический опыт... – "... Таким образом, перед нами снова положительный эффект, сам по себе с поразительной точностью подтверждающий предположение о не увлекаемом эфире, отстающим при суточном вращении Земли".

Акад. С.И. Вавилов. Собр. соч., т. IV, 1954, с. 60

«... в связи с этим возникает вопрос, почему же до сих пор никто не обнаружил "эфирного ветра", если, как теперь доказано, мировая среда существует?

В этом и заключается недостаток современной теории, что при её разработке принимались во внимание только те опыты, которые подтверждали тезис А.Эйнштейна, что "эфира" нет. Те же опыты, которые явно указывают на существование "эфирного ветра" (опыт Саньяка, Погани, Майкельсона-Геля) почти забыты, так как их описание встречается только в отдельных монографиях.

Между тем названные опыты, если подойти к ним объективно, далеко выходят за рамки тех скромных возможностей, которые отведены им в современной физике...

Итак, современная физика весьма однобоко использует имеющийся экспериментальный материал, отдавая неумеренное предпочтение только тем опытам, которые доказывает "отсутствие эфира". С.И. Вавилов ясно видел всю сложность и противоречивость этого вопроса, поэтому он указывал, что: "Правильнее было бы вообще излагать теорию относительности, её экспериментальные основы без всякого отношения, как мирного, так и враждебного в гипотезе эфира"

Акад. С.И. Вавилов. Собр. соч., т. IV, 1954, с. 60

... Сейчас иными опытами (опыт Лэмба) установлено, что мировая среда – это вполне объективная и ощущимая реальность. Поэтому эксперименты Майкельсона-Морлея по существу потеряли своё определяющее значение. Они представляют собой чисто теоретическую загадку: почему при наличии среды эти опыты (и им подобные) не обнаруживает "эфирного ветра"?".

Проф. Т.А. Лебедев. в кн. А. Манеева "К критике обоснования теории относительности", 1960.

"Следует отметить, что многих исследователей тревожит возвращение к "пройденному этапу", т.е. к признанию большой роли мировой среды в соответствующих микроявлениях... В действительности, наука не пострадает от того, что будет, наконец, восстановлена истина. Наоборот, вместе с дальнейшим развитием наших знаний, несомненно, удастся выяснить и ту причину, которая содействовала успеху теории А. Эйнштейна (несмотря на её основной ошибочный тезис)".

Проф. Т.А. Лебедев. в кн. А. Манеева "К критике обоснования теории относительности", 1960.

«В их сознании названная среда почему-то ассоциируется с прежними представлениями о некоторой грубой механической субстанции. Они полагают, что перестройка теории микроявлений на базе существования мировой среды уничтожит или по крайней мере уменьшит те положительные выводы и предсказания, которые были сделаны, исходя из теории А. Эйнштейна».

Проф. Т.А. Лебедев. в кн. А. Манеева "К критике обоснования теории относительности", 1960.

«...Можно иметь уверенность, что должный учёт мировой среды в протекании соответствующих микропроцессов поможет ликвидировать такие маловероятные особенности "новой физики", какими являются

ется, например, "частица – волна", "электрон – точка", распространение света в "вакууме" как предельная скорость в природе и пр.

С другой стороны, перед теорией должны открыться и такие возможности (принимая во внимание взаимодействие среды с движущимися в ней частицами), как физическое истолкование зависимости массы от скорости, объяснение взаимосвязи энергии и массы, построение классификации "элементарных" частиц на новой основе и пр.".

Проф. Т.А. Лебедев. в кн. А. Манеева "К критике обоснования теории относительности", 1960.

"... мы можем представить себе мир пронизанным излучением, которое не только устанавливает материальную связь между всеми телами, но образует своеобразный электромагнитный фон...", что «Электромагнитное излучение представляет своего рода универсальную среду, в которой движутся тела».

Александров А.Д. Философское содержание и значение теории относительности, 1959, с.20.

«Кембриджский учёный Ф. Хайл по поводу протонной смерти вселенной решительно отвергает возможность "творения из ничего" и утверждает, что "речь идёт, по всей вероятности, о не изученном ещё материальном поле, из лона которого в межзвёздном пространстве происходит отпочковывание протонов".

Львов Вл. Заметки о науке в журнале "Нева", 1, 1963.

"Критикуя общефилософские идеалистические высказывания Эйнштейна, некоторые говорят о необходимости сохранения теории относительности Эйнштейна как "физической теории". Из сказанного выше следует, что такой подход к эйнштейновской теории относительности неправилен. Во-первых, общефилософские положения, провозглашаемые Эйнштейном, не являются на самом деле неким внешним "привеском" к его теории, всего лишь "неправомерным выводом из неё", а входят в неё, существенно определяют само её содержание. Сами по себе уравнения, фигурирующие в этой теории, не составляют «физической теории», материалистическое же истолкование закономерностей быстрых движений есть в действительности отказ от теории относительности Эйнштейна как от физической теории и развитие принципиально иной по своей сути физической теории. Во-вторых, стремление "подправлять" эйнштейновскую теорию относительности "чинить" или "латать" её, запутывает фактическое положение дел в этой области физики. Оно неправильно ориентирует учёных, снимает с физиков задачу всесторонней разработки основ дейст-

вительно научной и последовательной теории движения с большой скоростью, основанной на принципах диалектического материализма, адекватно выражавшей сущность уже познанных закономерностей и открывающей пути для раскрытия новых «закономерностей».

Кузнецов И.В., Терлецкий Я.П. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд-во АН СССР, 1952. – С. 71.

«Среди зарубежных учёных, включившихся в дискуссии по вопросам теории относительности, следует назвать В.Тонини (Италия), К.Сапера (Австрия), Я. Гизе, А.Цинцена (Берлин), Голлинга (Индонезия), Ц.Бенедикса (Швеция), П.Муна, Д.Е. Спенсора (США), А.Венцеля (ФРГ), С.Мороховича (Югославия). Эти авторы, в той или иной форме, выступают против теории относительности, отрицая её либо полностью, либо частично. Их статьи помещены в сборнике, вышедшем в Австрии в 1958 г.»

Вопросы философии, т. II, 1959.

ОСМЫСЛЕНИЕ СИТУАЦИИ В НАУКЕ И НАЧАЛЬНЫЕ ВЫВОДЫ

Еще более полувека тому назад многие видные ученые в различных областях науки и техники столкнулись с серьезными трудностями и научными проблемами в философском и физическом осмысливания окружающей нас объективной действительности, которые остались не разрешенными вплоть до настоящего времени. Из приведенных выше высказываний видно, что серьезная кризисная ситуация в современной фундаментальной физике действительно существовала уже давно и продолжает оставаться такой практически в неизменном виде и в настоящее время. Причем данная кризисная ситуация в современной физике оказалась настолько серьезной [1–25], что говорить об ограниченности какой-либо отдельной области науки, без общей оценки сложившейся к настоящему времени парадоксальной ситуации в естествознании вообще, оказывается уже практически невозможно, так как сразу же зарождаются определенные подозрения о правомочности любых подобных критических высказываний со стороны ярых сторонников незыблемости основ современной уже устоявшейся науки. А о том, что такие сторонники действительно были как раньше, так и в настоящее время, свидетельствуют сами приведенные выше высказывания. Исходные основания физики, классической механики, классической и релятивистской элек-

тродинамики закладывались еще в середине XIX и начале XX века, а в первой половине XX века считались уже как незыблемая основа всей современной физики. Поэтому, за столь длительное время существования в современной физике устоявшихся консервативных представлений, ярых сторонников укоренившихся представлений в физики было предостаточно.

Вполне естественно, что в подобной давно сложившейся в современной физике противоречивой и парадоксальной ситуации, решиться какому-либо автору на то, чтобы подвергать какому-либо сомнению уже устоявшиеся и укоренившиеся представления или, еще более вызывающее предлагать что-либо радикально новое взамен хорошо известного, и тем самым, посягать на основы существующей современной физики, было исключительно трудно. Такому автору необходимо было либо очень уж много знать обо всех трудностях и проблемах в различных областях физики, в которых обнаруживаются парадоксальные проблемы и разные туликовые ситуации (т.е. быть хорошо осведомленным и уверенным в своих знаниях в этих областях или быть каким-то одаренным гением), либо вообще ничего не знать и быть просто профаном как в этих, так и во всех других областях знаний. В последнем случае творческая деятельность автора вообще не ограничивается какими-либо рамками и устоявшимися канонами. В исключительных случаях именно такими авторами, при условии наличия у них, конечно же, еще каких-то внутренних природных задатков, иногда случайно находятся такие оригинальные решения проблемы, которые немыслимы для любого ученого профессионала, так как его сознание изначально всегда уже заведомо ограничено рамками устоявшихся представлений. Выйти же за рамки укоренившихся представлений в реальной действительности способны далеко не все даже при сопутствующих благоприятных творческих способностях. Для этого необходимо еще иметь достаточно большую смелость и упорство в отстаивании новых идей в науке, вопреки всем устоявшимся авторитетам, что достигается способностью как общефилософского, так и общефизического логического мышления, а также способностью чисто аналитических и математических доказательств.

За длительный исторический период научных размышлений о нерешиенных еще в науке проблемах, попыток нового осмысления и обобщения известных фактов в поисках истины, огромное количество авторов, в том числе и весьма видных, вопреки устоявшимся научным канонам, уже предпринимали попытки разных подходов к анализу не удовлетворительной ситуации в современной физике. Об этом как раз и свидетельствуют приведенные выше высказывания многих видных ученых, многочисленные издания книг, монографий разных авторов и публикации в научных и в популярных журналах.

Автора данной книги – это было как раз пол века тому назад – с детства изначально судьба наградила, как и многих других в таком возрасте, вторым "даром", т.е. отсутствием каких-либо знаний о проблемах современной физики, так как по возрасту, естественно, я ничего еще тогда толком не знал ни о науках, ни об окружающей природе, ни о себе вообще, так как мне было тогда всего лишь 8-10 лет. Тем не менее, сама судьба и какие-то странные естественные обстоятельства (где то с 6-ти лет мой отец, оставил нашу семью и мы жили одни с матерью, которая была далека от науки) стали причиной определившей мой жизненный интерес к окружающей физической природе.

Учился я в рядовой средней школе г. Ленинска, Андиканской области, Узбекской ССР. С 4-го класса любовь к математике, биологии, медицине и затем к физике, астрономии и к естественным наукам вообще, привила мне сначала учительница по математике Даммер Ирма Яковлевна (немка по национальности, по профессии она еще и врач, так как дома у нее располагался медицинский диспансер со всем медицинским оборудованием), а позже и мой очень талантливый учитель по физике Цой Яков Аркадьевич. Но если быть объективным, то еще ранее в моем детстве были, можно так сказать, какие-то случайные странные обстоятельства и события (был тогда учеником, возможно, 2-3 класса), которые породили меня именно с природой электромагнетизма, когда моя мать устроила меня по знакомству помощником киномеханика в летнем кинотеатре городского парка. Киноаппаратура располагалась под открытым небом и после маленького дождя и моей попытки открыть крышку киноаппарата, меня ударило электрическим током столь сильно, что я был отброшен от киноаппарата более чем на два метра. Это первое мое знакомство с природой электричества осталось у меня в памяти на всю жизнь и возможно подсознательно "любовь" к электричеству у меня уже с самого детства была заложена этими странными обстоятельствами. Понял, что с электричеством надо всегда быть на «ВЫ».

Но если быть еще более объективным, с позиций хорошо знакомой мне в настояще время проблемы аномальных явлений и НЛО, то следовало бы упомянуть и еще весьма странный аномальный случай в моей жизни (было мне тогда наверно лет 6-7), когда мы жили еще с матерью и отцом в г. Янги-Юле под Ташкентом. Случайно я сорвался с дерева с высоты более 5 метров, упав на землю спиной (поблизости не было никого). После падения на землю я вдруг увидел, как в пространстве надо мной и явно чуть ниже веток дерева проплыvala какая-то узористая прозрачная сетка с ячейками овальной формы размером с большую дыню. Это явление поразило меня своей странностью и настолько привлекло мое внимание, что я долго оставался без движения на спине. Явление было столь необычным для меня, что оно

также запомнилось мне на всю жизнь. Скорость горизонтального перемещения сетки (справа налево относительно меня) была небольшой, сравнивая со скоростью пешехода. Возможно это странное зрелище отвлекло меня от сковавшей сильной боли и задержало меня от попыток сразу же приподняться с земли. Через несколько минут, когда исчезло видение этой странной прозрачной сетки, я смог без труда самостоятельно встать с земли. Была ли эта странная движущаяся прозрачная сетка на фоне зеленых веток дерева реальной или нет, остается для меня загадкой вплоть до настоящего времени. Сейчас то я понимаю, что это явление могло быть связано просто с какими-то процессами в сетчатке моих глаз после резкой встряски головы при ударе, но почему эта сетка во всем видимом мной пространстве имела равномерное направленное движение и оставалась строго горизонтальной, остается непонятным. Из имеющегося у автора в настоящее время огромного объема информации по аномальной тематике, схожая узористая прозрачная сетка, составленная из правильных многоугольников, (наблюдалась под навесом виноградника), упоминается, например, при описании событий 1989 г. на Кавказе, связанных с элементами левитации и физическим воздействием этой сетки на шестнадцатилетнюю ученицу СПТУ вблизи от наблюдавшего НЛО.

Но осознанно интерес к математике и естественным наукам относится к периоду моего близкого знакомства с учительницей математики, когда я учился в средней школе г. Ленинска. Помню, как я был поражен впервые увиденным микромиром под настоящим медицинским микроскопом, показанным ей в своей медицинской лаборатории. Отношение ко мне со стороны учительницы по математике было очень доброжелательное и я часто гостил у нее дома. Она неоднократно высказывала свое мнение о моей большой любознательности и особой одаренности и предсказывала большое будущее.

Мое увлечение математикой и физикой в начальный период было столь бурным, что уже с 8-го класса учительница по математике (старших классов) и учитель по физике (он же директор школы) официально освободили меня от занятий на уроках математики и физики. Конечно, уходить с уроков мне не разрешали, чтобы не нарушать общую дисциплину в классе и в школе. Но мне было разрешено на этих уроках сидеть отдельно на последней парте и заниматься по собственной программе всем, чем я захочу. Так как на этих уроках я был освобожден от необходимости готовиться к урокам и отвечать по домашним заданиям, то на эти уроки мне разрешалось приносить любые интересующие меня книги по разным разделам науки, таким как физика, ядерная физика, астрономия, радиофизика, электроника, биология, медицина, философия, психология и, в том числе, трактаты по диалек-

тике, материализму и эмпириокритицизму и т.д., которые я интенсивно поглощал и изучал используя школьное время. Очень много проводил времени в школьной физико-химической лаборатории.

Через некоторое время учитель физики мне вежливо заявил, что хватит мне, как он выразился, заниматься черт знает чем на уроках математики и физики, пора бы заняться еще полезным делом. Так как большую часть времени в школе я проводил в школьной лаборатории, то он назначил меня на должность лаборанта школьной лаборатории по физике и химии, чтобы я готовил и проводил демонстрационные эксперименты на уроках в классах школы. Моя фамилия была введена в штат преподавателей школы, и мне была определена зарплата. Так что мне с 8-го класса пришлось не только учиться, но и уже работать, можно сказать, в интересующей меня области. Этот период моей жизни оказался наиболее плодотворным для моего начального полностью самостоятельного самообразования по всем интересующим меня областям науки. Но, при исключительно большой любви к физике и математике, астрономии и всем техническим наукам, к сожалению, я был очень слабым учеником по гуманитарным наукам (за исключением моего самостоятельного серьёзного увлечения еще рисованием, а позже и музыкой). В моих общих начальных знаниях, что и следовало было ожидать, был у меня заметный перекос в сторону физических наук. Следует отметить, что период был тогда послевоенный и общеобразовательная программа школ того времени еще не насыщала учеников необходимостью знакомства с такой абстрактно-субъективной теорией, как теория относительности А. Эйнштейна. Поэтому мои начальные знания формировались на чисто материалистических позициях, что материя первична, а сознание вторично. И к концу школьного периода у меня были сформированы свои собственные представления об окружающем нас физическом мире и были наброски даже своей физической теории строения элементарных частиц, построенной на основе естественного, с материалистических позиций, допущения реальности существования мировой материальной среды – эфира. Построенные еще в школьный период модели элементарных ядерных частиц из заряженной материальной среды физического вакуума не потеряли актуальности и в настоящее время. Согласно моим начальным теоретических построениям исходными кирпичиками всего мироздания являются элементарные заряженные вихревые структуры электрона и позитрона. Устойчивость динамической структуры электрона и позитрона обусловлена квантовой природой среды физического вакуума и динамическими эффектами уменьшения силы взаимодействия при движении электрической заряженной среды, общее теоретическое обоснование которым было дано позже уже при моей учебе в ВУЗе. В возбужденном квантовом состоянии предпо-

лагалась возможность виртуального существования вихревой структуры электрона (позитрона) массой в 70 электронных единиц, которая является начальным кирпичком строения любого ядерного вещества. В частности, еще в школьный период была предположена реальность существования нейтральной стабильной частицы массой в 140 электронных масс и следующих за ней отрицательно или положительно заряженных устойчивых частиц – известных уже в науке μ -мезонов массой в 210 электронных масс. Следующая устойчивая частица ядерного вещества из этих же кирпичиков ядерного вещества является уже нейтральная частица π_0 -мезон массой в 280 электронных масс, которая является кирпичиком более крупных частиц ядерного вещества – к-мезонов и т.д. Отрицательно и положительно заряженные частицы π -мезонов имеют несколько иное строение с меньшим квантовым переходом в 10 электронных масс, и их масса составляет порядка 290 электронных масс. Несколько позже, уже при учебе в университете, оказалось необходимым вновь вспомнить мои школьные модели частиц вещества.

В свободное от учебы время я увлекался еще авиамоделизмом. И это увлечение тоже было настолько серьезным, что к окончанию школы я работал еще руководителем детского авиамодельного кружка в городской станции юного техника, где также получал зарплату. В этот период времени серьезно увлекся еще проблемами малой авиации и авиацией вообще. Изучал книги по теории полета, интересовался аэродинамикой полета аппаратов тяжелея воздухе и их конструктивными особенностями и сам уже конструировал разные новые модели самолетов. В этот период моей жизни мне удалось развить у себя способность к выполнению кропотливой и очень тонкой и точной работы. Например, приходилось изготавливать действующие комнатные модели самолетов с размахом крыла более полметра из тонких соломинок и общим весом всего лишь 7-8 грамм. Эти способности в дальнейшем мне часто оказывались необходимыми при проведении различных очень тонких и точных экспериментов по физике.

Примерно за год перед окончанием школы, случайно услышал по радио мелодию, которая меня просто поразила и неожиданно зародила во мне огромную страсть к музыке. Позже я узнал, что по радио исполнялась на фортепиано восьмая «Патетическая» соната Бетховена. Вспыхнувшая страсть к музыке у меня была столь велика, что я поставил перед собой цель самостоятельно научиться игре на пианино, что в дальнейшем и было мной осуществлено. Дух бунтаря в музыке Бетховена оказался, очевидно, сродни духу бунтаря и в науке. К окончанию школы я уже робко начинал играть на школьном пианино, пытаясь хоть в малой степени удовлетворить свои внутренние побуждения.

После окончания школы поступал в Алма-Атинский университет на физический факультет, но не прошел по конкурсу (из-за тройки по русскому) и тут же был мобилизован военкоматом на службу в армии. Но, будучи еще абитуриентом КазГУ, успел близко познакомиться с астрономом А.А.Тиховым из Алма-Атинской обсерватории, видным специалистом по изучению планеты Марс. Были согласованы уже планы моей работы с ним, но этим планам не суждено было осуществиться. Пришлось три года отслужить в армии. Служил (была предоставлена свобода выбора) в авиационном истребительном корпусе в г. Красноводске на командном пункте управления полетами самолетов. На службе тоже отличился своими оригинальными способностями быстро находить технические решения проблем до такой степени, что командующий корпусом неоднократно предлагал мне свое со-действие в поступлении в авиационную академию. Однако от предложения командующего я неоднократно отказывался, ссылаясь на то, что главная цель у меня – познание физической природы окружающего нас реального мира. Благодаря своему особому положению, я добился разрешения пользоваться большой медицинской библиотекой при военном госпитале гарнизона. Ориентируясь, опять же, на свою собственную программу самообразования, два года специально посвятил изучению работ Дарвина, Брема, а также работ Павлова, Сеченова, Быкова и др. по высшей нервной системе человека и животных. В свободное время командованием мне была предоставлена возможность упражняться в музыке – игре на пианино, которое было привезено по моей просьбе в казарму из части, где оно не использовалось. Но до этого времени мне пришлось приобрести сначала скрипку, на которой я также начал осваивать нотную граммату. Даже в условиях службы в армии мне удалось создать сносные условия для дальнейшего самообразования в интересующих меня областях знания и искусства.

Однако наиболее серьезный штурм основ всей современной физики мною был начат уже в стенах Томского государственного университета, в котором я оказался в 1959-60 гг. Приемный экзамен по физике на физико-технический факультет университета сдавал первым без всякой предварительной подготовки. Отличился на экзамене по математике и в результате стал студентом Томского Государственного университета.

Прежде всего, на начальном этапе все свое свободное время я посвятил тщательному изучению общей физики, специальной и общей теории относительности А.Эйнштейна, так как был уже глубоко убежден в ошибочности последних теорий. Используя хорошие фонды научной библиотеки ТГУ, до 1963-64 гг. пересмотрел все основные работы по специальной теории относительности (СТО), общей теории относительности (ОТО), классической физике, классической электродинамике, но причин ограниченности

и ошибочности СТО и ОТО найти не смог до тех пор, пока не понял, что математический аппарат СТО (а также и ОТО) – это замкнутая стройная математическая система, специально созданная для условий абсолютного пустого не реального пространства или абсолютно пустого общековариантного пространства. И если изначально принятые условия этой замкнутой математической системы, то внутри этой системы ничем нельзя уже доказать ее ошибочности. Какими бы странными, с физической точки зрения, не казались выводы такой теории, они не противоречат принятым начальным условиям и остаются применимыми в условиях только абсолютно пустого не реального пространства. Специальная теория относительности, с элементами Эйнштейновского субъективизма, – эта субъективная абстрактная теория, хорошо применимая в условиях абстрактного абсолютно пустого пространства, но полностью не применима для условий реального окружающего нас не пустого физического пространства. Когда была установлена эта простая истина, то стала понятна не физическая сущность всех парадоксальных выводов СТО и ОТО о пространстве, о времени, об отрезках, о скорости света, о релятивистской массе, о вращающихся системах и т.д. и т.п., о чем, как раз, и говорилось в вышеприведенных высказываниях ученых середины прошлого века. Именно поэтому, многочисленные попытки многих авторов односторонней критики явно не физических теорий СТО и ОТО и их частных следствий оставались просто безуспешными.

Интересно отметить, что еще в период моей учебы в ТГУ мне случайно попалась публикация какого-то американского ученого, который также доказывал реальность существования нейтральной частицы массой в 140 электронных масс, как это было предположено мной много ранее еще в моих школьных теоретических построениях. Следует отметить, что к этому времени моей учебы в университете в моем музыкальном самообразовании мне удалось достичь такого совершенства, что неоднократно выступал на городских концертах со своими сольными программами, на которых исполнял не только произведения Бетховена (сонаты «Патетическая», «Лунная», 1-я часть Пятой симфонии и др.), но и выступал со своими фортепianneыми произведениями. Удивительно, что очень многих, даже видных музыкантов, в том числе из городской филармонии, чем-то завораживала моя музыка. Были даже предложения провести оркестровку моей сонатины «Сомнения», которая была написана в страстной манере Бетховена.

При анализе экспериментальных оснований СТО и общей теории относительности (ОТО) для пустого симметричного ковариантного пространства была обнаружена и существенная ограниченность ОТО применительно к реальному околоземному пространству гравитационного поля и физического вакуума. Уже к окончанию учебы в Томском политехническом институте

на физико-техническом факультете (в 1967 г.), автором была представлена рукопись первой книги монографии "Законы механики и электродинамики реального околосеменного пространства гравитационного поля и физического вакуума" объемом в 540 с. [2], в которой дан анализ основ СТО и причин ее парадоксальности, а также основ новой теории реального материального пространства, применимой для реального пространства физического вакуума. К этому времени автор близко познакомился с научными работами видного Томского физика-теоретика д.ф.м.н., профессора Б.Н.Родимова и с его теорией «Автоколебательной квантовой механикой», а также с уникальной теорией его самоиндукционного ускорителя заряженных частиц «Гелиотрон». И когда встал вопрос о необходимости написания дипломного проекта, то выбор темы определился сам собой, так как д.ф.м.н., профессор Б.Н.Родимов согласился быть руководителем этого дипломного проекта. Идея самоиндукционного ускорителя была тесно связана с электромагнитными явлениями и с природой таинственного явления индукции и самоиндукции и мой дипломный проект, естественно, был посвящен этой интересной проблеме.

После окончания института автор остался работать в НИИ ядерной физики при ТПИ в качестве научного сотрудника и под руководством Б.Н.Родимова длительное время занимался экспериментальными исследованиями различных электромагнитных явлений. В дальнейшем моя работа с Б.Н.Родимовым была продолжена уже в лаборатории малогабаритных ускорителей заряженных частиц-бетатронов. К этому времени были полностью подготовлены для окончательного оформления материалы первой книги монографии «Законы механики и электродинамики реального околосеменного пространства гравитационного поля и физического вакуума» и решением дирекции института ядерной физики мне был предоставлен творческий месячный отпуск для машинописного оформления материалов монографии и представления ее в дальнейшем для коллегиального обсуждения на объединенном научном семинаре НИИ ЯФ, ТПИ, ТГУ, СФТИ. Интерес научной общественности к поднятой для обсуждения научной теме оказался огромным, если принять во внимание, что приведенные выше высказывания видных ученых о серьезной кризисной ситуации в современной науке относятся примерно к этому же периоду времени. В этом плане можно отметить даже некоторую знаковую ситуацию с организацией места проведения объединенного семинара (следует отметить, что данное событие для Томской научной общественности проводилось впервые!). Сначала было объявлено, что объединенный семинар будет проведен в зале научной библиотеки НИИ ЯФ (Томск, 1979 г), где традиционно проводились все научные семинары института. Но когда начали собираться приглашенные на семинар и запол-

нили весь зал научной библиотеки и подходящие стали заполнять уже весь коридор 3-го этажа помещения, а после и коридор 2-го этажа здания института, на котором находится кабинет директора института, то дирекция института забила тревогу и срочно приняло решение о переносе заседания объединенного семинара из здания НИИ ЯФ в 10 корпус ТПИ в большой лекционный зал. Но и большой лекционный зал учебного корпуса ТПИ также оказался переполненным и тогда было принято решение открыть все двери аудитории, чтобы оставшие приглашенные могли принять участие хотя бы стоя у прохода аудитории. Всего на объединенном научном семинаре НИИ ЯФ, ТПИ, ТГУ, СФТИ приняло участие более 500 человек приглашенных, из них 10 видных профессоров и более 50 кандидатов наук и несколько сотен разных научных сотрудников и инженеров институтов. После бурной дискуссии и обмена мнениями по широкому кругу вопросов, было принято соломоново решение, по материалам предложенной монографии написать автореферат с сокращенным изложением книги и издать тиражом в 200 экз., чтобы можно было бы разослать автореферат по другим НИИ и научным центрам страны для более широкого обсуждения актуальной проблемы. Данная работа была выполнена и автореферат был разослан по всему Союзу, после чего последовала длительная и интересная научная переписка (получено более 1000 писем) со многими учеными со всей страны. Результаты этой переписки, прежде всего, показали действительно большую актуальность и злободневность поднятой научной проблемы и явились дополнительной активной апробацией поднятых в монографии научных проблем.

В этот период времени у автора было интересное знакомство с акад. Д.Д Иваненко, с которым он познакомился во время его выступления на научном семинаре в НИИ ЯФ. Видный специалист по специальной и общей теории относительности Д.Д Иваненко проявил значительный интерес к результатам исследований, представленных в моей первой монографии «Законы механики и электродинамики в реальном околосземном пространстве». Но так как время пребывания Д.Д.Иваненко в Томске было ограничено, то он перепоручил своему ученику, уже видному теоретику А.Кальчужкину детально разобраться с моими теоретическими предложениями и расчетами по СТО и ОТО и написать ему лично о своих результатах. Упоминание подобных случаях будет весьма полезно, так как наглядно показывает степень необычной реакции видных специалистов – теоретиков по СТО и ОТО. Мною было подготовлено три варианта расчетов некоторых реальных эффектов с точки зрения теории относительности, в которых обнаруживаются результаты, доказывающие грубую ошибочность общепринятых известных релятивистских представлений. Взявшись за рассмотрения сначала первого

варианта расчетов, А.Кальчужкин предложил мне подойти к нему через неделю и он докажет, что я ошибаюсь в своих расчетах. Через неделю я пошел к А.Кальчужкину, но вместо своих доказательств, он предложил показать ему второй вариант расчетов и прийти через неделю. Естественно, я предоставил ему и второй вариант своих расчетов. Через неделю все повторилось и проф. А.Кальчужкин попросил у меня и третий вариант моих расчетов, что тоже было сделано. И когда примерно через месяц я подошел к проф. А.Кальчужкину, то он заявил, что сам он очень удивлен и не знает, почему все так получается. Во всех своих расчетах, как признанный сторонник релятивистских представлений и последователь своего учителя Д.Д.Иваненко, он весьма щепетильно и корректно использовал известные релятивистские представления, однако в конечных результатах получал, почему-то выводы, которые опровергали исходные концепции СТО и ОТО. Почему так получается, он не может понять!? Предложил мне написать об этом результате самому акад. Д.Д.Иваненко, так как он не очень уверен в своих знаниях всех известных экспериментальных фактов. Конечно, я написал самому Д.Д.Иваненко и отправил ему подготовленную статью с материалами своих расчетов и попросил дать свой отзыв. Однако ответное письмо от Д.Д.Иваненко мною было получено только после, примерно, одного года, в котором он сообщил, что потерял мою статью и попросил выслать эту статью снова. Направив повторно эту статью Д.Д.Иваненко, я стал готовить эти материалы для депонирования через ВИНИТИ уже не дожидаясь ответа видного авторитета в области СТО и ОТО.

Интересна и поучительна, в этом плане, была моя встреча с группой ученых (порядка 20 человек) из СФТИ при ТГУ, которые пригласили меня к себе на семинар и обещали, что докажут мне ошибочность всех моих расчетов. На доске перед присутствующими на семинаре я записал условия решения теоретической задачи, при корректном соблюдении релятивистских представлений, и конечные результаты выводов, которые доказывали ошибочность исходных релятивистских представлений. На семинаре присутствовали зав. кафедрой д.т.н. А.Ковалевский и д.т.н. Тарасенко Ф.П. (который в свое время принимал у меня без всякой предварительной подготовки приемные экзамены по физике при моем поступлении в ТГУ). Какой-то специалист из числа присутствующих на семинаре, ярый сторонник релятивизма, подходит к доске и заверяет, что он сейчас докажет, что все мои расчеты были сделаны не верно. Представитель релятивизма у доски все расчеты корректно перепроверил сам лично и, в конечном результате, получает тот же самый результат, который был записан ранее мной. Удивленный своим же результатом, он уходит от доски, но вместо него поднимается другой и перепроверяет расчеты на доске заново. Но конечный результат остается

тот же самый! Выступает со смехом Тарасенко Ф.П. и говорит, что 20 специалистов релятивизма не могут убедить одного противника! Наконец встает зав. кафедрой Ковалевский А., вежливо отводит меня в сторону и тихонько предлагает мне разойтись всем нам каждый со своим мнением. Мне ничего не остается, как согласиться с его предложением, так как прекрасно понимаю, что укоренившееся мнение, которое насаждалось веками в сознании человека, быстро изменить просто нельзя.

О новых неожиданных научных результатах в своей работе в НИИ ЯФ автор, как обычно, ставил в известность, прежде всего, видных теоретиков и специалистов НИИ ЯФ и ТПИ таких как Б.Н.Родимов, С.П.Черданцев, А.Кальчужкин, А.Н.Диденко, А.А.Воробьев. Многие из них, как правило, ограничивалась только формальными отписками. Но к предложенным мною двум статьям «О единстве циклических движений» и «К вопросу о законах взаимодействия движущихся зарядов» особый интерес проявил проф. А.А.Воробьев (чл.-корр. АН СССР), после чего от него последовало приглашение работать под его руководством, с чем я сразу же согласился. Этот период в своей творческой деятельности автор вспоминает особенно с большим удовлетворением, так как в течении почти 2-х лет мне была предоставлена действительная полная свобода как в научной деятельности, так и в научных поисках. Результаты научных исследований были столь обширны и плодотворны, что А.А.Воробьев неоднократно выражал свое восхищение моей огромной работоспособностью. Как очень щепетильный и педантичный большой ученый А.А.Воробьев вел документальные отчеты о всех своих переписках со всеми учеными страны и результаты переписки, как правило, оформлял в официальном общем отчете, который регистрировался и отдавался на хранение в научно-техническую библиотеку ТПИ. Но результаты моей личной переписки с проф. А.А.Воробьевым оказались столь объемными, что А.А.Воробьев оформил его отдельным научным отчетом о научной переписке с Г.В.Николаевым, который также отдан на хранение НТБ ТПИ. В настоящее время копии этих материалов переписки с проф. А.А.Воробьевым, вместе с другими архивными материалами Г.В.Николаева, хранятся также в Партийном АРХИВЕ Томского областного комитета.

В свое время, для оперативной научной информации теоретиков НИИ ЯФ и ТПИ, мною на имя директора НИИ ЯФ были переданы материалы подготовленной статьи «Об электромагнитной природе массы электрона», в которой с позиций новых теоретических представлений доказывается исключительно большая значимость этого научного результата непосредственно для ускорителей заряженных частиц, в профиiliрующем направлении деятельности института. В расчетах в частности доказывалось, что электро-

магнитная масса электрона в ускорителях заряженных частиц в плотных пучках может более чем на три порядка отличаться от той величины, по которой обычно рассчитываются ускорители. Однако значительный интерес к этим материалам был проявлен только со стороны одного специалиста-ускорительщика А.А.Воробьева. В этот же период времени из ФИАН (Москва) в НИИ ЯФ прибыл большой специалист по плотным пучкам заряженных частиц А.А.Рухадзе, который выступил на научном семинаре в зале библиотеки НИИ ЯФ с докладом о последних достижениях и интересных исследованиях плотных пучков ускоренных частиц. Используя появившуюся возможность, после научного семинара в кабинете директора института А.Н.Диденко и при его присутствии, мною лично были переданы проф. А.А.Рухадзе материалы статьи «Об электромагнитной природе массы электрона», написанной совместно Б.В.Окуловым. Мною была высказана просьба к А.А.Рухадзе А.А., чтобы он написал свой отзыв на данную статью, так как наши теоретики пока не способны оценить научную значимость этих материалов. Естественно, что А.А.Рухадзе пообещал обязательно написать ответ на материалы статьи. Мы ждали ответа на статью более полгода, пока в НИИ ЯФ не появился очередной периодический сборник ФИАН, в котором были опубликованы две статьи как самого А.А.Рухадзе совместно с Л.С.Богданевичем, так и А.Аскарьяна. В этих статьях, от имени перечисленных авторов, открыто объявлялось о существовании нового явления, что в плотных пучках электронов электромагнитная масса электрона «может во много раз превышать его механическую массу». Причем, о представленных в материалах статьи Г.В.Николаева и Б.В.Окулова расчетных данных об отличии электромагнитной массы электрона на три порядка от механической массы, естественно, не упоминалось. Чтобы не терять времени, нам пришлось задепонировать материалы своей статьи, естественно сославшись при этом на материалы опубликованных статей авторов из сборника ФИАН.

К 1970 г. автором была написана вторая книга монографии "Границы применимости классической и релятивистской электродинамики в условиях реального околоземного пространства" объемом в 150 с. [3], в которой была показана существенная ограниченность ОТО применительно к реальному пространству. По всем этим исследованиям в дальнейшем был написан цикл работ [4–10] по теме "Оптическая и электродинамическая асимметрия реального околоземного пространства гравитационного поля и физического вакуума".

Таким образом, противоречивость исходных оснований СТО и ОТО и существенная их ограниченность применительно к реальному пространству гравитационного поля и физического вакуума были уже известны. Однако

при исследовании уравнений электродинамики, в рамках представлений теории относительности, применительно, опять же, к реальному околоземному пространству гравитационного поля и физического вакуума, неожиданно были обнаружены странные особенности и противоречия и в самих уравнениях электродинамики Максвелла при выводе некоторых энергетических соотношений. Из публикации других авторов того времени было обнаружено, что точно такие же странные выводы об ограниченности уравнений электродинамики Максвелла были получены, например, Вейником А.И. при общей оценке энергетической системы. Сущность этих ограничений заключалась в том, что в некоторых оценках энергетических соотношений уравнения оставались равенствами только в том случае, когда в эти уравнения вводилось странное несколько увеличенное по величине магнитное поле движущегося заряда, напряженность магнитного поля от которого постоянна по величине во всех направлениях.

Для уточнения возникших подозрений в ограниченности системы уравнений Максвелла, автор был вынужден (уже в НИИ ВН при ТПИ) с 1970-х годов, переключиться на детальное изучение всех парадоксальных ситуаций в области современной электродинамики. И результаты этих исследований неожиданно привели к установлению существенной ограниченности самих уравнений электродинамики Максвелла применительно к реальному околоземному пространству гравитационного поля и физического вакуума и к установлению существования в реальной действительности еще одного неизвестного ранее в науке вида магнитного поля и существованию еще неизвестного ранее явления продольного магнитного взаимодействия. К 1975 г. автором была получена уже полная и непротиворечивая система уравнений для двух типов магнитных полей, в рамках ограниченного формализма Максвелла. Но к этому же времени автором получена и полная система дифференциальных уравнений в рамках формализма полного магнитного поля и в рамках формализма градиентных электрических полей электродинамики физического вакуума. По всем этим исследованиям за период 1970–86 гг. был написан цикл работ "Неизвестные ранее в науке явления электромагнетизма. СКАЛЯРНОННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ" [11–25].

С 1970-х годов начался длительный период апробации полученных результатов на многочисленных научных семинарах как в Томске, так и в других городах страны. Материалы проведенных автором исследований неоднократно обсуждались на научных семинарах НИИ ЯФ, многократно обсуждались на научных семинарах НИИ ВН, где я долгое время был секретарем научного семинара. Были проведены научные семинары в Москве (ЭНИН в 1981 г.; МЭИ в 1981 г.; ЭНИН в 1984 г.; Экспериментальная МГД-электростанция ИВТ АН СССР в 1985 г.), в Киеве (ИЭ АН УССР в 1981 г.;

НИИ ЯФ АН УССР в 1981 г.; ИТФ АН УССР в 1981 г.), в Харькове (экспериментальная лаборатория МГД-генераторов в 1984 г.), в Ленинграде (ЛПИ в 1984 г.), на объединенном межинститутском семинаре в Иваново (ИвГУ в 1985 г.). Большое количество научных семинаров было проведено в Новосибирске (ВЦ СО АН СССР в 1986 г.; ВЦ СО АН СССР в 1987 г.; ИГиГ СО АН СССР в 1986 г; Институт математики СО АН СССР в 1988 г.).

Было несколько выступлений на международном симпозиуме “Проблемы пространства и времени в естествознании” в г. Санкт-Петербург в 1991 г., в 1992 г.; на международном симпозиуме в Волгограде «Перестройка естествознания» 1998 г., 1999 г., 2000 г. Были многочисленные выступления на региональных и всесоюзных научных семинарах и конференциях:

- 1) Всесоюзная научно-техническая конференция “Комплексные исследования физических свойств горных пород”, Москва, 1977 г.,
- 2) Совещание секции физики МОИП “Теория и практика экспериментальных исследований физического вакуума”, Москва, 1978 г.,
- 3) Научно-практическая конференция “Методы исследования химических реакций в твердых неорганических веществах”, Томск, 1987 г.,
- 4) Междисциплинарная научно-техническая школа-семинар “Непериодические быстропротекающие явления в окружающей среде”, Томск, 1988.
- 5) Проблемный междисциплинарный научный семинар “Информационно-энергетические взаимодействия в ноосфере”, Томск, 1989 г.

Проведенные научные дискуссии и обсуждения показали актуальность проблемы векторного потенциала и второго магнитного поля и приложимость ее ко многим направлениям научных исследований и практического применения в различных областях науки, техники, промышленности, сельского хозяйства, медицине, в быту.

Имеются официальные заключения:

- 1) ИРЭ АН СССР от 29.09.88 г. , г. Москва.
- 2) Института математики АН СССР от 12.03.88 г., г. Новосибирск.
- 3) Лаборатория ЧМРЗЭМЗ ВЦ СО АН СССР от 15.09.1986 г. Новосибирск.

Однако коренная ломка известных представлений о законах электромагнетизма потребовала существенных изменений основ всей современной физики. Ниже, прежде чем говорить об электродинамике физического вакуума, для понимания глубины кризисной ситуации в современной теории электромагнетизма и для понимания существа необходимости скорейших серьезных изменений исходных основ всей современной физике, во вводной части книги будет дан сжатый обзор о сложившейся в современной фундаментальной физике общей серьезной кризисной ситуации и возможных путях выхода из этого кризиса.

Посвящается
австрийскому физику, активному
революционеру новых направлений,
близкому и дорогому для многих из нас
видному австрийскому ученому
Стефану Маринову

От автора

Оценивая роль законов электромагнетизма в жизни всего человечества, в свое время Фейнман писал: «Открытие Максвеллом в XIX веке законов электродинамики явилось величайшим достижением всего человечества. По сравнению с этим величайшим событием 100-летняя война в Америке в том же веке будет выглядеть мелким провинциальным происшествием» [26].

В настоящее время области применимости человечеством законов электромагнетизма стали столь грандиозны, что какая-либо разумная оценка их становится уже просто невыполнимой. Уравнения электродинамики Максвелла сформулированы более века тому назад (в 1873 г.) и величайшая значимость их особо подчеркивается еще тем фактом, что вплоть до настоящего времени общий вид уравнений электродинамики Максвелла, по существу, практически не изменился.

Однако за длительный период овладения человечеством законов электромагнетизма, в электродинамике накопилось огромное количество различных каких-то не объяснимых, странных, парадоксальных, а порой удивительных, завораживающих и даже, в некоторых случаях, страшных электромагнитных явлений, природа которых остается для нас, почему-то, загадочной и во многом непонятной. И особенно сильно осознание своего полного бессилия перед законами природы проявляется у человека тогда, когда он сам, как говорится, на своей шкуре прочувствует это явление.

Что же представляют собой подобные странные природные электромагнитные явления, которые остаются для нас непонятными и загадочными? Конечно, кому «посчастливилось», если можно так выразиться, увидеть какое-либо такое явление природы, то впечатление о нем остается у челове-

ка иной раз на всю жизнь. И не просто остается, а человек живет с этим воспоминанием всю жизнь, постоянно помня, что в окружающей его природе есть еще что-то такое, какая-то необузданная страшная сила, перед которой все живое на Земле пока абсолютно бессильно. О таких явлениях можно говорить много и очень долго, принимая во внимание, что длительное время автор занимался специальным изучением этих явлений, будучи председателем секции АЯ и НЛО ТГИАЯ, а затем зам. Генерального директора Сибирского Научно-исследовательского Центра АЯ при Томском политехническом институте. Например, одно из таких странных электромагнитных явлений описано ниже.

(“Техника-Молодежи” 1, 82 г.)

1978 г. (август). Горы Западного Кавказа. Группа из 5 человек спускалась с вершины и остановилась на ночлег на высоте 3900 метров. В палатке все уже спали.

– "Один из очевидцев проснулся от странного ощущения, что кто-то проник в палатку. Высунув голову из мешка, он замер. На высоте 1 метр плыл ярко-желтый шар размером с теннисный мяч. Вдруг шар нырнул вниз и исчез в спальном мешке товарища. Раздался дикий крик. Сияющий шарик выскочил из мешка и начал ходить над остальными спальными мешками, скрываясь по очереди то в одном, то в другом из них. Когда шар прошел и мой мешок, вспоминает очевидец, я почувствовал адскую боль, словно меня жгли несколько сварочных аппаратов, и потерял сознание. Придя в себя, увидел всё тот же жёлтый шар, который, соблюдая только ему известную очерёдность, проникал в мешки и каждое такое посещение вызывало отчаянный нечеловеческий крик, и из тела человека вырывался кусок мяса, в некоторых случаях до костей. Так повторялось несколько раз. Когда в пятый или шестой раз очевидец происшествия пришёл в сознание, шара в палатке уже не было. Он не мог пошевелить ногой или рукой. Тело горело, как очаг, и он снова потерял сознание."

В больнице у пострадавшего насчитали 7 ран. Это были не ожоги: просто куски мыши, вырванные, что называется, "с мясом", до костей. То же было и у других. А одного из пяти человек шар убил, возможно, оттого, что его мешок лежал на резиновом матрасе и был изолирован от земли. Ни радиостанцию, ни карабины, ни альпенишки "ШМ" не тронула. Входные отверстия в мешках были не большие теннисного мяча, а раны достигали размеров 15-18 см.

Что это было? Та самая обычная шаровая молния, о которой мы слышали и много говорим? Но уж слишком рационально и логично ее поведение и просматривается какая-то явная целенаправленность. Скорее всего, можно признать в поведении данной ШМ какую-то непонятную и жестокую разумность.

Это явление детально изучала Московская группа АЯ, и во время встречи с одним из членов этой группы Фоменко В.Н. мне был показан свитер одного из пострадавших очевидцев этих трагических событий. Свитер у него был из шерсти, и в районе пояса было выжжено отверстие диаметром 5-6 см. Отверстие было явно выжжено, так как края отверстия свидетельствовали о тепловом воздействии на материал свитера, но обжиг краев был удивительно каким-то тонким. Для имитации явления на другой стороне свитера исследователями были выжжены разными известными нам способами (газовой, плазменной горелкой, лазерным лучом и т.д.) другие отверстия, но ничего похожего получить не удалось. Во всех случаях воздействие тепла на материал свитера шерсть вспучивается и выжег не получается таким же тонким. Мы не знаем еще, какова природа этого явления, мы не знаем, какими полями было осуществлено воздействие, мы не знаем еще и природу самого светящегося шарика. В частности, московская комиссия пришла к выводу, что эта ШМ вообще не является природным явлением, а представляет собой определенного вида управляемый зонд аномального объекта типа НЛО и ему подобных аномальных объектов.

Кто-то скажет, что это слишком странный непонятный случай и из него еще не следует делать вывод о каком-то разумном поведении данной ШМ. Для этих неверующих я могу привести другой случай. О нем мне рассказал очевидец, когда я был в Первомайском районе Томской области в экспедиции в качестве начальника экспедиционного отряда от Сибирского научно-исследовательского Центра АЯ.

Сотрудник милиции п. Первомайский, будучи еще школьником, с группой одноклассников (три парня и две девушки) выбежал из школы. Школьники направились к мосту через местную речку. За 30-50 м до моста они увидели, как из под моста вылетела яркая ШМ размером с яблоко и полетела навстречу им. Девчонки моментально с криками бросились назад, а три парня с самим очевидцем остались на месте, чтобы продемонстрировать, как говорится, свою храбрость по отношению к трусливым девчонкам. ШМ подлетела к одному из парней и сделала несколько витков над головой на высоте 1-2 м. Затем переместилась к другому парню и повторила те же движения над его головой, а затем то же самое сделала и над головой

третьего парня. После этого ШМ полетела в сторону моста и снова спряталась под мостом.

Но чтобы оценить, насколько непонятны и грандиозны могут быть подобные странные электромагнитные образования, можно привести хорошо задокументированный случай. Обратите внимание, как после контакта с непонятным природным явлением на всю жизнь меняется психология у человека. Письмо было написано автором в Центральную Комиссию по аномальным явлениям СССР.

“Это произошло в начале июня 1980 г. в Марийской АССР на Кужнерском повороте, где слез с машины, так как надо было ехать до Серптура. До этого шел ровный дождь, сильный. Попутных пустых машин не было. Где-то около 23 часов подул сильный ветер, нагнал тяжелых туч темного цвета, даже мрачного цвета. И тут засверкали молнии, загремел гром. Молнии в буквальном смысле рвали небо на куски. Неожиданно край тучи начал темнеть и в виде капли наклонился вниз. Через некоторое время эта капля начала светиться розовым светом и увеличиваться в размере, это было уже около часу ночи. И вот она увеличилась до диаметра по прямой метров 100-140. Цвета была красновато-розового и почему-то действовала на меня угнетающе. Очень удивился и с полчаса стоял неподвижно. Огненный шар двигался взад и вперед, менялся его оттенок и вот он встал. А ветер был сильный с порывами, и даже это не шевельнуло шар. Хотел было подойти поближе и кинуть в шар камень, но благородумие одержало вверх. Расстояние до меня было 240-300 м. Но вот он подвинулся ближе, хотя ветер дул боковой, и остановился опять. И тут почему-то я испугался, даже пропотел, и мне вроде бы подумалось, что меня изучают насекомые. Но вот по одному, по несколько сразу начали вытягиваться маленькие шарики с футбольный мяч, которые отрываясь, летели в разные стороны, но оттуда летели встречные молнии и спокойно впивались и исчезали в этом шаре. Постепенно все утихло, и дождь тоже. С рассветом шар бледнел и бледнел и при полном рассвете растворял. Утром уехал домой.

Постоянно думаю об этом. Возможно, что есть тут загадка. Образовавшееся поле около шара, да и сам шар притягивался к этому месту, которое связано, возможно, с каким-нибудь полезным ископаемым. Возможно, что-то и забыл написать в деталях. Явление было на высоте 10-15 м. Напишите мне ответ. (1984 г., 676080, г. Тында. Амурской обл., ул. 17-го съезда ВЛКСМ 8, кж.21, Ядыков Валентин Альфредович.)”

Таким образом, с одной стороны имеем «величайшее достижение человечества – знаменитые уравнения электродинамики Максвелла», а с другой стороны – абсолютная беспомощность перед странными электромагнитными же явлениями окружающей нас природы.

В чем же дело!? Что же еще очень важного мы не знаем о законах электромагнетизма? Почему столь странными кажутся для нас природные электромагнитные явления? Если наши представления о законах электромагнетизма действительно не полные, то что именно еще принципиально важное упущено в наших представлениях об этих законах? А между тем, в настоящее время электродинамика Максвелла, согласно официальной науке, считается фундаментом всей современной физики.

Но если в наших современных представлениях о законах электромагнетизма действительно что-то упущено, то это упущение было сделано, очевидно, еще во времена Максвелла и, может быть, ... даже самим Максвеллом!

Но стоит ли упрекать Максвелла, если он сам в свое время открыто признавал, что полученная им система уравнений электродинамики не является полной [27]. Сейчас, наверное, мало кто знает, что, написав свои знаменитые уравнения электродинамики, Максвелл обнаружил, что в этих уравнениях чего-то не хватает. Максвелл писал (а следовательно, предупреждал!), что полученная им система уравнений не является полной, что она неприменима, в частности, для случая незамкнутых токов, отрезков тока (и особенно для одиночных зарядов). Но непонятные по своей природе Шаровые Молнии, например, как раз и представляют собой одиночные движущиеся электрические заряды или сгустки зарядов. Следовательно, вплоть до настоящего времени наши представления о законах электромагнетизма действительно были и остаются ограниченными. Именно поэтому, очевидно, многие проявления ШМ и других природных электромагнитных явлений как раз и оказываются для нас странными, загадочными и даже страшными.

Вывод уравнений Максвелла основывался, в основном, на исходных концепциях Фарадея о реальности существования у движущегося электрического заряда магнитного поля, а также реальности существования магнитной силовой линии и магнитных взаимодействий токов (конкретно явления поперечного магнитного взаимодействия). Но полученных в то время Фарадеем экспериментальных фактов, очевидно, было еще недостаточно, если в уравнениях Максвелла все-таки чего-то еще не хватало. Немалую отрицательную роль в электродинамике сыграло и априорное допущение самого Максвелла о применимости к электрическому полю зарядов теоремы Остроградского–Гаусса не только в статике, но и в динамике. Из-за этого грубого допущения электродинамика как физическая наука практически перестала существовать, так как была подменена просто одной деформированной электростатикой.

Однако во времена Максвелла были известны уже и другие экспериментальные факты и подходы. В частности, Ампером [28] на основе полученных им экспериментальных фактов была выдвинута **прямо противоположная концепция, что никакого особого магнитного поля и магнитных силовых линий в природе реально не существует и все новые эффекты и явления при движении зарядов связаны просто с динамическими свойствами электрических полей зарядов.** Кроме того, Ампером было экспериментально установлено, что, **кроме поперечных магнитных сил взаимодействия движущихся зарядов, существуют еще и продольные магнитные силы взаимодействия** [29]. Концепции Ампера явно не вписывались в примененный Максвеллом математический формализм записи уравнений через электрические и магнитные поля, поэтому, очевидно, Максвелл не смог понять существа предложений Ампера, между тем как в этих предложениях Ампера был заложен глубокий смысл, раскрывающий причины ограниченности полученной Максвеллом системы уравнений электродинамики. **Ампером еще в свое время было высказано удивительно прозорливое высказывание, которое гласило, «...что если в электродинамике не отказаться от понятия магнит, то в дальнейшем это грозит неизмеримой путаницей в теории...».** И только в настоящее время, основываясь на общем анализе теоретических и экспериментальных фактов, удается убедиться в полной справедливости предупреждений Ампера. Кроме реально существующего у покоящего заряда электрического поля, никакого специального "**магнитного поля**" у движущегося электрического заряда в действительности не появляется. Это то же самое электрическое поле заряда, но уже несколько деформированное и измененное (известные эффекты запаздывающих потенциалов!) за счет его движения в среде физического вакуума. Следовательно, в исходных физических предпосылках электродинамики Максвелла действительно были заложены заведомо ошибочные исходные концепции. Максвелл оказался заложником установившихся еще до него и при нем общих ограниченных представлений о законах электромагнетизма. Кроме того и лично сам Максвелл стал виновником введения в электродинамику ошибочных представлений о неизменности статического состояния заряда и его электрического поля в состоянии покоя и движения.

Но практическая необходимость требовала от физиков решения задач не только для замкнутых токов, но и как для случаев незамкнутых токов и отрезков тока, так и для случаев отдельных движущихся электрических зарядов. **В математике хорошо известно, что любые прорехи физических теорий (неточность и ошибочность в исходных предпосылках) всегда приходится латать заплатами математического формализма и совре-**

менные математические методы электродинамики представляют собой достаточно наглядный пример этому, так как залатанная и заштопанная теория по-прежнему остается и противоречивой и не менее парадоксальной. Используя всякого рода математические подстановки, накладывая произвольные дополнительные условия, нормировки, калибровки, вводя штрихованные координаты, специальную δ -функцию и т.д., физикам чисто формальными методами удалось «натянуть» уравнения Максвелла и на этот круг заведомо нерешаемых этой теорией задач, получив результаты решений, вроде бы, соответствующие экспериментальным наблюдениям.

Например, допустим, что нам необходимо с помощью системы уравнений Максвелла решить простейшую задачу – определить в заданной точке наблюдения напряженность магнитного поля от одиночного движущегося заряда. Задача простейшая, однако уравнения Максвелла к такой задаче принципиально неприменимы (это определил еще сам Максвелл!), так как $\operatorname{div} \mathbf{A}$ для этого случая нельзя положить равной нулю. Для того чтобы «натянуть» уравнения Максвелла на эту заведомо нерешаемую для этих уравнений область с использованием чисто математических формальных методов оказывается необходимым данную простейшую задачу предварительно и целенаправленно (или умышленно!) усложнить. Оказывается, согласно формальным требованиям, необходимо предположить, что задача у нас не простейшая, не одиночный движущийся заряд, а целая система зарядов, которая при своем движении образует, к тому же еще, замкнутые токи. В этом случае, применительно к замкнутым токам, уравнения Максвелла оказываются уже применимыми и в этом случае оказывается возможным наложить еще **дополнительное формальное условие**, что $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$. При этом система уравнений Максвелла легко сводится к уравнению Пуассона для векторного потенциала \mathbf{A} , решение которого оказывается уже возможным, но это решение, вообще то, для **системы** одиночных движущихся по замкнутой кривой зарядов. Далее, для нахождения решения для случая одиночного движущегося заряда, оказывается необходимым использование еще математически-абстрактного формализма штрихованных координат и δ -функции, с помощью которого как раз и находится окончательное решение для магнитного поля от одиночного движущегося заряда. После нахождения подобного решения для векторного потенциала \mathbf{A} одиночного движущегося заряда с помощью частной производной $\operatorname{rot} \mathbf{A}$ мы действительно находим выражение для магнитного поля \mathbf{H} в точке наблюдения для одиночного движущегося заряда. Более того, как это не удивительно, найденное выражение вроде бы действительно соответствует экспериментальным наблюдениям. Впечатление такое, что мы как будто действительно нашли правильное решение системы уравнений. Однако в математике хорошо известно,

что правильность решения любого уравнения можно проверить методом подстановки в исходное уравнение найденного решения. Так вот, простая проверка показывает, что если найденный в процессе решения системы уравнений результат – магнитное поле \mathbf{H} , подставить в исходные уравнения Максвелла, то мы обнаружим, что правая часть уравнения не равна левой. Проверка показывает, что решения системы уравнений Максвелла с использованием подобных формальных методов не являются верными. Дело в том, что в процессе решения в систему уравнений были внесены изменения – наложено дополнительное условие $\operatorname{div} \mathbf{A} = 0$, однако обратно эти изменения не были изъяты, так как этого в принципе сделать невозможно. Таковы результаты чисто формально-математических методов выхода из ограниченности исходной системы уравнений Максвелла. Более того, если после подобного решения уравнения Пуассона для поля векторного потенциала \mathbf{A} попытаться взять еще и вторую пространственную производную $\operatorname{div} \mathbf{A}$ этого векторного потенциала (вспомним, что в **дополнительных условиях** для общего векторного потенциала \mathbf{A} искусственно было наложено условие $\operatorname{div} \mathbf{A} = \mathbf{0} !!!$), то неожиданно обнаруживаем, что $\operatorname{div} \mathbf{A}$ оказывается уже снова не равной нулю $\operatorname{div} \mathbf{A} \neq \mathbf{0}$, т.е. после решения мы получили результат, который отрицает искусственно введенное нами же предварительное **дополнительное условие**.

Однако выдающимся открытием Максвелла является также то, что в правую часть своих уравнений, кроме токов переноса, им введены странные токи смещения, о физической сущности которых физики спорят до настоящего времени. Максвелл полагал, что токи смещения представляют собой реальную действительность, т.е. реальные токи смещения в эфирной среде. Но после того, как в физике восторжествовала концепция «пустого пространства» А. Эйнштейна, токи смещения полностью потеряли свою физическую сущность.

Согласно современным представлениям, известно, с одной стороны, что токи смещения представляют собой физическую реальность, так как без них невозможно понять работу простейшего конденсатора, с другой же стороны, токи смещения – это математическая формальность, которая не имеет физической сущности и с помощью которой оказывается возможным сделать уравнения Максвелла симметричными (см. Парселя Э., Левича В.Г.). С одной стороны, магнитные свойства токов смещения принимаются эквивалентными магнитным свойствам токов переноса, так как "эти токи одинаковым образом входят в правую часть уравнений Максвелла" (см. Тамма И.Е.). С другой стороны, **магнитные поля движущихся зарядов всегда определяются почему-то только через одни токи переноса, как будто токи смещения при этом вообще отсутствуют**. Если же при решении

уравнений учесть еще магнитные поля и от токов смещения, то для магнитного поля получаем удвоенное значение, что недопустимо. Однако, в то же время, запись уравнений Максвелла вообще без токов смещения оказалась в принципе невозможной.

В настоящее время физическая сущность токов смещения, вроде бы, снова возрождается в связи с общим признанием важной роли среды физического вакуума во всех электромагнитных явлениях. Однако, тем не менее, решений уравнений Максвелла через токи смещения (**по принципу близкодействия**) в физике по-прежнему не найдено и магнитные поля находятся только через одни токи переноса по **нефизическому принципу дальнодействия**.

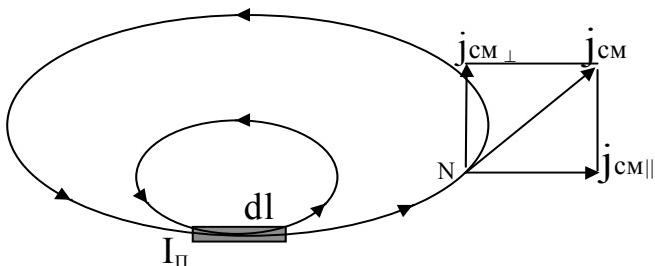


Рис. 1.

Известно, что в пространстве около движущегося заряда или элемента тока токи смещения замыкаются на токе переноса (рис. 1). Причем в любой точке пространства N вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}(\mathbf{r})$, в общем, не совпадает с направлением движения заряда. Таким образом, в заданной точке пространства N мы можем определить как напряженность магнитного поля $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, так и величину соответствующего ей тока смещения $\mathbf{J}(\mathbf{r})$. И, тем не менее, несмотря на то, что понятие тока смещения в электродинамике известно давно, до настоящего времени во всех практических случаях магнитные поля в точке наблюдения находятся только по принципу дальнодействия через токи переноса.

Первая же попытка выразить магнитное поле через токи смещения привела к весьма неожиданному результату. **Было установлено [13–16, 30, 31], что только одна аксиальная компонента вектора плотности тока смещения $\mathbf{J}_{\parallel \text{cm}}(\mathbf{r})$ в точке наблюдения полностью определяет известное в науке векторное магнитное поле \mathbf{H}_{\perp}**

$$H_{\perp}(r) = 2J_{\parallel \text{ см}}(r)/r_0,$$

или

$$H_{\perp} = \frac{1}{C} [V \times E],$$

между тем как оставшаяся радиальная компонента вектора плотности тока смещения $J_{\perp \text{ см}}(r)$ определяет собой существование в этой же точке наблюдения N еще одного вида неизвестного ранее в науке скалярного магнитного поля H_{\parallel}

$$H_{\parallel}(r) = 2J_{\perp \text{ см}}(r)/x_0$$

или

$$H_{\parallel} = \frac{1}{C} (V \cdot E).$$

Следовательно, в любой точке пространства около движущегося электрического заряда существует два вида магнитного поля, а не один, как это предполагалось Максвеллом и Фарадеем. И вот только теперь становится определенно понятным, в чем была ограниченность системы уравнений Максвелла.

Более того, аналогичный результат существования двух видов магнитного поля в пространстве около движущегося электрического заряда можно получить сразу же, если использовать известный в электродинамике формализм поля векторного потенциала. Известно, что в пространстве около движущегося электрического заряда индуцируется поле векторного потенциала $A(r)$, причем величина векторного потенциала является функцией сферически симметричной.

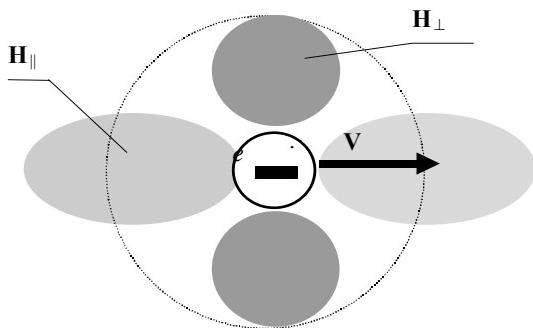


Рис. 2

Если определить одну пространственную производную поля векторного потенциала $\text{rot } \mathbf{A}$, то мы находим известное в науке векторное магнитное поле \mathbf{H}_\perp . Причем в пространстве около заряда известное векторное магнитное поле распределено, в основном, в радиальном от движущегося заряда направлении (рис. 2), между тем как по направлению движения заряда и против известное векторное магнитное поле \mathbf{H}_\perp оказывается равным нулю, хотя значение векторного потенциала \mathbf{A} в этом направлении остается не равным нулю. **Но в математике хорошо известно, что одна пространственная производная еще не определяет вектор \mathbf{A} полностью, пока не определена еще и вторая производная этого вектора, то есть $\text{div } \mathbf{A}$.** Оказалось, что от любого движущегося заряда (а также от элемента тока и незамкнутого тока, т.е. в тех случаях, о которых как раз предупреждал еще Максвелл!) вторая производная от векторного потенциала \mathbf{A} движущегося заряда, как известно [32], также не равна нулю $\text{div } \mathbf{A} = H_{||} \neq 0$. И, более того, $\text{div } \mathbf{A} = H_{||} \neq 0$ имеет размерность эрстеды (как для обычного векторного магнитного поля!) и определяет собой существование около движущегося заряда еще одного, неизвестного ранее в науке, скалярного магнитного поля $H_{||}$. Причем скалярное магнитное поле в пространстве около движущегося заряда распределяется, в основном, по направлению движения и против, где как раз отсутствуют обычные векторные магнитные поля движущегося заряда.

И только совместно векторное и скалярное магнитные поля дают, наконец, общее представление о полных магнитных свойствах любого движущегося электрического заряда. После определения общих исходных концепций о полных магнитных свойствах движущегося электрического заряда, разрешаются практически все известные противоречия и парадоксы в современной электродинамике как в теоретическом, так и в экспериментальном плане [30,31].

Прежде всего, при учете существования второго вида магнитного поля разрешается, наконец, известный в физике парадокс с нарушением 3-го закона механики в электродинамике в случае взаимодействия двух движущихся по взаимно перпендикулярным направлениям электрических зарядов (или двух перпендикулярных элементов тока). В свое время физики были поставлены перед фактом поиска выхода из обнаружившейся парадоксальной ситуации. Некоторые физики были вынуждены согласиться даже с возможностью нарушения 3-го закона механики в электродинамике. Однако вплоть до настоящего времени эта парадоксальная ситуация в физике так и осталась не разрешенной. В момент, когда пробный электрический заряд находится на траектории исследуемого, то на пробный заряд никакой магнитной силы не действует, так как по направлению движения исследуемого

заряда обычное векторное магнитное поле оказывается равным нулю. В то время как со стороны пробного заряда на исследуемый заряд действует не равная нулю поперечная сила Лоренца. Обнаруживается грубейшее нарушение 3-го закона механики равенства сил действия и противодействия! **Но как раз по направлению движения исследуемого заряда его второе скалярное магнитное поле $H_{2\parallel}$ имеет максимальное значение (см. рис. 2), воздействие которого на пробный электрический заряд, как показывают расчеты, создает равную и противоположно направленную продольную силу реакции, в полном соответствии с 3-м законом механики.**

До настоящего времени в электродинамике накопилось огромное количество реальных электромагнитных систем, действующих моделей и устройств, объяснение работоспособности которых основывается на допущении возможности нарушения 3-го закона механики в магнитных взаимодействиях токовых элементов. Сотни таких действующих устройств были предложены ферганским физиком Сигаловым Р.И. [33], однако непротиворечивое объяснение всех этих экспериментов оказалось возможным только при допущении существования еще одного вида магнитного поля и еще одного вида продольного магнитного взаимодействия. **Описания многочисленных новых явлений электромагнетизма можно найти в работах других авторов [35–54].**

Допущение существования еще одного вида скалярного магнитного поля движущегося заряда разрешает давно известный в физике, и также не разрешенный до настоящего времени, парадокс с кинетической энергией движущегося заряда электрона. Суть этого парадокса заключается в том, что при ускорении электрона до скорости V , затрачивается работа $A = Ue$, тождественно равная приобретаемой электроном кинетической энергии $W_K = mV^2/2$. Однако при скорости V у движущегося заряда электрона, как известно, появляется еще дополнительная энергия магнитного поля W_H , равная $W_H = (2/3)W_K$, на создание которой работа при ускорении заряда не была затрачена. **Физики вновь были поставлены перед фактом необходимости поиска выхода из парадоксальной ситуации.** Чтобы разрешить парадокс, в свое время, в физике было допущено, что энергия W_H магнитного поля электрона полностью входит в кинетическую энергию W_K электрона. Предпринимались попытки изменения распределения плотности заряда в объеме электрона, однако тождества получить не удавалось. Кроме того, при указанном выше допущении нарушалась цельность теоретической модели электрона, так как необходимо было допустить, что масса электрона только на 1/3 является чисто механической, а на 2/3 какой-то электромагнитной. Для выхода из создавшейся парадоксальной ситуации в свое время Френкелем было высказано допущение [34], что масса электрона не **час-**

тично, а полностью электромагнитного происхождения, однако в рамках известных представлений до настоящего времени так и не найдено точного соответствующего равенства. В то время как при учете энергии скалярного магнитного поля движущегося заряда этого же электрона, последняя оказывается как раз равной энергии $W_H = (1/3)W_K$, и легко устанавливается необходимое тождество вида $W_H \equiv W_K$. Важность установления этого тождества для фундаментальной физики оказалась огромной. По своей природе масса m_0 электрона оказалась, как и предполагал Фейнман, полностью электромагнитного происхождения. Но из данного вывода непосредственно следует еще более фундаментальный вывод, что принцип эквивалентности механической гравитационной и инерционной массы в природе в действительности не выполняется.

Следует отметить, что с введением в физику понятия электромагнитной инерционной массы нарушение принципа эквивалентности стало, с физической точки зрения, очевидным. Дело все в том, что гравитационная механическая масса и ее инерционные свойства являются линейными функциями от количества частиц, между тем как инерционная электромагнитная масса является уже нелинейной функцией от количества частиц, приближаясь в пределе к квадратичной функции. Например, десять частиц с механической массой m_0 будут иметь общую массу $10m_0$, между тем как десять электромагнитных масс $m_{эл}$ за счет энергии перекрестного взаимодействия магнитных полей зарядов дадут общую инерционную электромагнитную массу $M_{эл} \gg 10m_{эл}$, т.е. порядка $100m_{эл}$. Для реальных сред, имеющих значительно большую плотность заряженных частиц, электромагнитная инерционная масса их может на десятки порядков отличаться от механической гравитационной массы. Например, в кристаллической решетке проводника инерционная электромагнитная масса одного электрона проводимости эквивалентна гравитационной массе порядка 10^7 – 10^8 масс протонов, то есть может превышать механическую массу m_0 этого же электрона более чем в 10^{14} раз [1, 11, 30, 31].

Отличия механических и электромагнитных масс электрических зарядов оказываются более чем фантастическими, однако тут же возникает вопрос, насколько все это реально? В практической своей деятельности человечество, вроде бы, явно не сталкивалось с подобными явлениями, но вот некоторые природные электромагнитные явления иногда поражают нас своими странными проявлениями. Вспомните описанный выше гигантский огненный шар размером 100–140 м, который даже при сильном боковом ветре стоял на месте неподвижно!

Как показывают многочисленные наблюдения [56–78], большинство ШМ вообще не несут на себе электрического заряда, но какие-то странные

электромагнитные явления и силовые эффекты при этом действительно наблюдаются. По многочисленным наблюдениям и оценкам физических эффектов воздействия на расстоянии, некоторые ШМ являются источниками сильнейшего магнитного поля, напряженность которого достигает несколько десятков и сотен миллионов гаусс, которые действительно способны создавать соответствующие мощные силовые эффекты.

*Однажды ШМ размером в 0,5 м (случай из архива Сиб НИЦ АЯ, запи-
санный автором) взорвалась над деревьями в лесу на расстоянии 200 м от
водителя, сидевшего в машине. После взрыва ШМ в салоне запахло горе-
лым. Оказалось, что от сильного индуцированного тока в проводниках ав-
томобиля полностью расплавились металлические элементы замка зажи-
гания. Можно сделать грубую оценку, какой величины должен быть им-
пульс магнитного поля ШМ, чтобы на расстоянии 200 м были такие мощ-
ные эффекты воздействия от него.*

*Или другой сравнительный случай. Сильный магнит из ниодим-железо-
бор весом в 0,5 кг имеет остаточную индукцию порядка 1,5 Тл. Сцепленный
с каким-нибудь железным предметом этот магнит невозможно оторвать
от железа руками. Однако, если этот магнит подносить к рукам или взять
в руки, то никаких ощущений человек не испытывает. Между тем расче-
тами можно показать, что в теле человека при поднесении такого сильно-
го магнита должны индуцироваться тривиальные токи Фуко. Однако эти
токи, даже от такого мощного магнита, настолько малы, что человек их
не ощущает.*

*Для сравнения, в задокументированном нами случае (архив Сиб НИЦ
АЯ) ШМ появилась в 20 м от преподавателя и 2-х студентов, которые на-
ходились на отработке в колхозе. Неожиданно все они ощутили сильный
удар электрическим током (естественно, ощутимые токи Фуко породили
свои магнитные поля), и какая-то неведомая сила с легкостью подняла их
над землей и отбросила на несколько метров. Если напряженности маг-
нитного поля порядка 2-х Тл непосредственно на руке человека не доста-
точно, чтобы индуцировать заметные токи Фуко, то можно оценить,
какой величины должно быть магнитное поле самой ШМ, чтобы на рас-
стоянии 20 м от людей индуцировать столь заметные токи Фуко и мощ-
ные силовые эффекты воздействия.*

Для сравнения можно отметить, что человечество за всю историю своего существования научилось создавать искусственное магнитное поле напряженностью только до 1 миллиона гаусс (до 100 Тл), причем на очень короткое время во время взрыва катушек с большими токами. В то время как в маленьком по размеру шарике ШМ на несколько порядков большая напряженность магнитного поля держится длительное время в течении де-

сятков минут и более. Появления такого сильного источника магнитного поля вблизи от проводящих или полупроводящих тел действительно способно генерировать столь большие токи Фуко в этих тела, что могут уже проявиться в мощных силовых эффектах взаимодействия с этими телами.

Однако в реальных случаях, при наблюдении ШМ в природе, обнаруживаемые от них силовые эффекты, в рамках известных нам "фундаментальных" законов электромагнетизма, оказываются еще настолько странными, что не поддаются какому-либо разумному, с физической точки зрения, объяснению. Но в таком случае становится очевидным, что мы действительно еще чего то не знаем и что-то упустили в своих представлениях об этих фундаментальных законах.

Еще со школьной скамьи всем нам известен эксперимент с качающимся медным маятником между полюсами сильного электромагнита. Пока электромагнит выключен, маятник качается свободно. Однако при включении электромагнита медный маятник быстро тормозит свое движение и останавливается между полюсами магнита как будто в какой-то густой среде. В рамках современных представлений о законах электромагнетизма, мы знаем объяснение этого эксперимента. При движении медного маятника к полюсам магнита, в нем индуцируются достаточно сильные токи Фуко, взаимодействие которых с магнитом создает силу, препятствующую движению маятника. Явление это легко обратимо. Если медный маятник оставить в покое, а приближать к нему магнит, то магнитное поле начнет толкать маятник в сторону своего движения. Однако если от покоящегося медного маятника удалять магнит, то магнитное поле магнита начинает уже увлекать за собой медный маятник. Все это полностью согласуется с известными теоретическими представлениями о законах электромагнетизма для известного в науке магнитного поля. В то же время известно, что если около обычного магнита поместить кусок железа, то железо просто притягивается к магниту и прилипнет к нему, оставаясь неподвижным относительно магнита при любых его перемещениях. Все это нам хорошо известно и не вызывает каких-либо сомнений. Однако в реальных случаях, при наблюдении ШМ в природе, обнаруживаемые от них силовые эффекты оказываются иногда настолько странными, что не поддаются какому-либо разумному объяснению в рамках известных нам законов электромагнетизма.

Например, в одном случае ШМ летела вдоль деревянного забора. При этом от забора последовательно одна за другой отрывались и отлетали доски, однако сама ШМ при этом продолжала лететь строго прямолинейно, как будто доски от забора отрывались вовсе не самой ШМ. В наблюдаемом явлении реально проявляется силовой эффект действия со стороны

ШМ на доски, однако без обратного противодействия со стороны этих досок на саму ШМ.

В другом случае очевидец был свидетелем интересного силового эффекта действия ШМ на гвозди, когда он прибивал ими дощечки к стене. Для того чтобы дощечки на стене были уложены правильно, очевидец наживлял их слегка прибитыми гвоздями. Когда все дощечки на стене были уже наживлены гвоздями, очевидец приступил к их окончательному забиванию. Однако неожиданно появилась движущаяся в направлении к стене ШМ. Вполне естественно, ШМ привлекла внимание очевидца, и он отвлекся от своего дела. Когда ШМ скрылась, то очевидец хотел было продолжить прерванное дело, однако неожиданно обнаружил, что все гвозди были полностью до головок задавлены в дощечки.

В другом случае ШМ пролетала непосредственно близи от электролампочки, которая при этом взорвалась. Если ШМ, как полагают многие, имеет плотность воздуха и представляет собой невесомое образование, то при взрыве лампочки колебания воздуха несомненно должны были привести к изменению траектории движения ШМ, однако в действительности ничего подобного не происходило.

Однажды звонарь, служащий при церкви, стал, как обычно, звонить в колокол в положенное по сроку время. Он потянул веревку, однако звона колокола не последовало. Удивленный звонарь вышел на улицу, чтобы посмотреть на колокол, что с ним случилось. Когда он посмотрел наверх, то увидел, что недалеко от колокола висит яркий светящийся шарик ШМ, при этом сам колокол и его ударник оставались совершенно неподвижными даже тогда, когда ударник тянули за веревку. В таком состоянии колокол находился до тех пор, пока не исчезла ШМ. Как только ШМ исчезла, колокол стал звонить как обычно.

Интересный случай сильного силового воздействия от ШМ на человека автор лично услышал от пострадавшего очевидца во время научной экспедиции в г. Колпашево (есть аудиозапись в фондах Сиб НИЦ АЯ). Событие это было уже холодной осенью, ближе к зиме. Женщина пришла в помещение местного почтового отделения с целью послать телеграмму близким родным. Как обычно взяла бланк телеграммы и села за стол, чтобы его заполнить, но задумалась над тем, что написать. Сидела за столом подперев голову рукой и рассматривала присутствующих в помещении. В это время в помещение почты входная дверь резко открывается и в помещение почты вваливается пьяный мужчина. При полностью открытой двери вслед за мужчиной в помещение почты влетает яркая ШМ размером с яблоко и ударясь как мячик о пол небольшими скачками приблизилась к столу, за которым задумавшись сидела женщина. Около стола ШМ-мячик стала

подпрыгивать на одном месте прямо на виду завороженной женщины. Она продолжала сидеть за столом подперев голову рукой и была просто загипнотизирована зреющим. И при одном из следующих скачков неожиданно женщина получает сильнейший удар по голове, как будто ее ударили большим мешком. Удар был столь силен, что голова женщина скочила с ее руки и прижалась к столу. Когда она пришла в себя от временного болевого шока, ШМ в помещении уже не было. Но самочувствие у женщины было очень плохое и после этого случая у неё очень часто стали сильные головные боли. Врачи оказались бессильными помочь женщине, так как никакие лекарства не помогали. Ко всему прочему, женщина стала обладать странными электрическими свойствами (это явление наблюдалось и у многих других, имевших прямой контакт с ШМ). Она стала каким-то накопителем электрической энергии, так как от нее постоянно проскачивали искры и она ударяла током всех окружающих, кто к ней прикосался.

В фондах записей Сиб НИЦАЯ есть еще более интересная информация (из архива Петрозаводской Группы АЯ), когда от прямолинейно летящей по кухне ШМ, прямо под ней, слышались сильные периодические удары по полу, похожие на тяжелые шаги. При приближении к выходной двери, дверь резко отворилась и ШМ вылетела на улицу.

Особенно наглядно нарушение известных нам законов физики наблюдалось в хорошо задокументированном случае Гальцовского феномена, изучение которого было проведено Томской группой АЯ Сиб НИЦ АЯ.

Шаровая молния, размером с футбольный мяч, пролетала над деревней на высоте двух-трех десятков метров. Первый попавшийся на ее пути сарай с железобетонными столбами был раздавлен и повален (см. фотографию поваленного сарая).



Пролетая далее над жилым домом, покрытым шифером, ШМ оторвала вместе с гвоздями шифер с крыши дома (с поверхности порядка нескольких сотен квадратных метров) и приподняв весь этот шифер в воздух повлекла его за собой, разбрасывая по всей деревне (см. фотографию дома с оторванным шифером).



Пролетая над тракторной станцией, ШМ раздавила один сваренный из уголков и покрытый брезентом каркас (см. фотографию), а другой кар-



кас при приближении к нему ШМ сначала поволокся по земле (первый каркас, очевидно, за что-то зацепился и поэтому был раздавлен!), а когда ШМ обогнала каркас, он был поднят ШМ и перенесен на 300 метров. Вес всего каркаса был не менее 100 кг (см. фотографию оставшегося каркаса).



А теперь попробуем проанализировать этот случай с позиций известных нам законов физики. Летящая ШМ несла своими полями (явно не электрической природы!) каркас весом сотни килограмм. Вполне очевидно, что со стороны каркаса к ШМ была приложена точно такая же сила в сотни килограммов. Однако ШМ почему-то продолжала лететь строго по прямой, даже не замечая того, что к ней прицепился какой-то там металлический каркас весом в сотни килограммов. Если ШМ, как это общепринято считать, невесомое образование с плотностью воздуха, то почему каркас весом в сотни килограммов не смог даже в малой степени изменить траекторию ее полета? Таких «почему» здесь можно задать еще много.

Почему же столь странными кажутся для нас поведения ШМ? Если наши представления о законах электромагнетизма действительно не полные, то какие именно еще электромагнитные явления упущены в наших представлениях об этих законах? В нашем случае с ШМ явно обнаруживались эффекты индукции токов Фуко в проводящих материалах и последующего воздействия на эти токи со стороны сильного магнитного поля ШМ, однако каркасы из железных уголков сильнейшим магнитным полем ШМ просто не притягивались к самой ШМ!. Из многочисленных наблюдений ШМ во всем мире не было обнаружено еще ни одного случая, чтобы какие-либо металлические железные предметы притягивались непосредственно к ШМ как к источнику сильнейшего магнитного поля, откуда следует, что все наши представления о законах магнетизма оказываются в чем-то еще ошибочны и полностью неприменимы к ШМ.

В настоящее время многочисленными экспериментами уже установлено [30,31], что второе скалярное магнитное поле движущегося заряда обладает такими же индукционными свойствами, как и обычное векторное магнитное поле. Однако неожиданное и удивительное свойство скалярного магнитного поля оказалось в том, что это магнитное поле не взаимодействует с ферромагнитными материалами и металлами, как это имеет место для обычного магнитного поля. И вот только теперь, при учете реальности существования еще одного вида скалярного магнитного поля, имеющего весьма необычную магнитную природу, становятся, наконец, полностью понятными странные и загадочные поведения магнитных полей ШМ и многих других электромагнитных природных явлений, в том числе и аномальных явлений. Следовательно, ШМ представляют собой не только одиночные заряды или сгустки зарядов, к которым вообще не применимы уравнения электродинамики Максвелла (о чем он сам и предупреждал!), но именно ШМ оказались идеальным источником неизвестного еще в науке скалярного магнитного поля, кото-

рое, как раз, и было упущено Максвеллом и вообще отсутствовало в его уравнениях электродинамики.

Но не надо забывать, что вслед за Максвеллом и вместе с ним, эти же упущения долгое время допускались и всеми ревностными последователями и приверженцами учений Максвелла, среди которых, к сожалению, было много видных и авторитетных ученых. Чтобы придать больше блеска и привлекательности этой теории, в свое время последователями Максвелла из его первоначального учения были убраны, на их взгляд, лишние «строительные леса теории» и внесены некоторые, необходимые косметические формально-математические изменения и дополнения. И это «приукрашенное» математическим формализмом здание современной теории электромagnetизма, куда были внесены в дальнейшем еще и абстрактные релятивистские представления А. Эйнштейна, следующим поколением ревностных последователей и хранителей укоренившихся представлений, преподносилось уже как «фундаментальная основа современных научных знаний». И не только преподносилось, но и трепетно оберегалось от каких бы то ни было новых серьезных изменений и дополнений, вплоть до создания разного рода инквизиторских комиссий по «лженауке» [55] под крышей Российской Академии наук (РАН), запрещавших даже печатать подобные «крамольные», на их взгляд, издания. Например, в свое время (1982–85 гг.), в моей личной переписке по материалам заявки на открытие, со ссылкой на специальное решение отделения физики и астрономии Академии наук СССР, мне неоднократно приходилось получать письма с отказом от рассмотрения материалы с критическим анализом СТО.

Многие последователи современных «фундаментальных научных знаний», видные академики, профессора и кандидаты наук, назидательно преподносят эти знания нашей молодежи, начиная еще со школьной скамьи и завершая в различных высших учебных заведениях, неправильно ориентируя их о действительном состоянии дел в современной науке. До какой степени консервативные знания преподавателей в учебных заведениях и в вузах стали актуальной и злободневной проблемой можно показать хотя бы на примере одного нашего российского вуза, в котором автору длительное время пришлось сначала учиться, а затем и работать в должности научного сотрудника.

Например, в 1982 г. решением ректора Томского политехнического института была утверждена официальная комиссия из шести видных профессоров физического и электротехнического факультетов для экспертной оценки подготовленных автором более десятка различных экспериментальных устройств и действующих моделей, доказывающих реальность существования неизвестного ранее в науке явления продольного магнитного взаи-

модействия и скалярного магнитного поля. Демонстрация экспериментальных устройств состоялась, но реакция профессоров на наблюдаемые явления была не совсем однозначной. Все экспериментальные устройства были выставлены для членов экспертной комиссии на столах физического кабинета кафедры общей физики ТПИ. В разной форме и на разных устройствах демонстрировался неожиданный эффект движения проводника с током в магнитном поле вдоль направления тока в нем, что явно находится в противоречии с общепринятыми в современной науке представлениями. Профессора института всю свою жизнь учили своих студентов тому, что в любом магнитном поле на проводник с током магнитная сила может действовать только перпендикулярно проводнику с током, между тем как они все реально наблюдали в демонстрируемых устройствах движение проводника с током в магнитном поле вдоль направления тока в нем. Инерция мышления ученых, которых самих со школьной скамьи приучали, что магнитная сила может быть только перпендикулярной току, и которые сами всю свою жизнь учили своих учеников тому же, была столь непоколебимой, что некоторые из них не выдержали и стали заглядывать под стол и искать там ниточку, которой якобы и тянутся проводник. Никакой ниточки они там, конечно же, не нашли. И хотя удивление их было велико, но инерция мышления у некоторых все пересилила их разум, поэтому трое профессоров из комиссии просто уклончиво отказались подписать «Заключение», хотя все они действительно видели всё своими глазами. К сожалению, «Заключение» по экспериментам было подписано только тремя оставшимися профессорами, которые все же нашли в себе смелость подписать документ, что они действительно видели положительные результаты экспериментов. Приведенный пример наглядно показывает, насколько сильны среди многих ученых устоявшиеся консервативные представления. Очевидно то, что насаждается в сознании людей веками, невозможно изменить сразу простыми убеждениями и даже доказательствами собственных визуальных наблюдений. Для осознания очевидности и реальности существования какого-либо нового физического явления, очевидно, требуется не менее длительное время для его восприятия и наблюдения.

Таким образом, странные и непонятные, в рамках общепринятых представлений, свойства таких природных электромагнитных образований как ШМ, оказались полностью обусловлены также не менее странными магнитными свойствами не известного ранее в науке скалярного магнитного поля. Однако эти странные и не понятные электромагнитные явления остаются всего лишь странными, а иногда и страшными, но не управляемыми стихийными природными явлениями, которыми мы еще не научились управлять и, тем более, использовать их практически. Однако какие гран-

диозные перспективы могут открыться перед человечеством, если оно полностью изучит и овладеет природой этого странного магнитного поля, то это демонстрируют нам пока только природные ШМ и такие уже совсем не природные аномальные явления, как реально существующие НЛО. Ниже будет представлен подробно задокументированный в материалах СибНИЦ АЯ случай странных сопутствующих электромагнитных явлений уже от аномального объекта типа НЛО (есть аудиозапись очевидца), которые практически аналогичны описываемым выше странным электромагнитным явлениям ШМ. В специальном расследовании всех событий этого случая принимал непосредственное участие сам автор данных строк. Тщательный опрос очевидца был проведен автором в период участия его в одной из экспедиций СибНИЦ АЯ в 1985 г. в Мельниковском и Кожевниковском районах.

Событие это происходило в селе Вороново Кожевниковского района еще в 1966 г. Очевидцами этого явления были сотни жителей этого села, однако непосредственными очевидцами события оказались десятки жителей, которые после первого сеанса кинофильма в местном расположеннем поодаль на берегу реки Обь кинотеатре, шли по дороге к центру своего села. Дело было зимой в конце ноября. Первый сеанс в кинотеатре окончился в 9 ч. по местному времени и на улице было уже достаточно темно. Небо было чистое и звездное. На небе была видна Луна.

Неожиданно впереди и не очень высоко над дорогой появилось ярко светящее пятно, которое быстро приближалось и приобрело форму ярко красного шара размером с Луну. Яркий шар со скоростью самолета-кукурузника стал приближаться навстречу идущим по дороге людям, увеличиваясь в размерах. И когда шар размером уже в три Луны оказался над головами людей на дороге, он остановился. Все находившиеся на дороге люди в страхе разбежались кто куда. На дороге осталось только два человека, братья Чирковы Сергей Николаевич и Александр Николаевич, которым оказалось как-то неудобным друг перед другом проявить свою трусость, хотя какой-то животный страх охватил и их. Братья решили посмотреть, что же будет дальше. Яркость шара увеличилась, но на него можно было еще смотреть.

После своей остановки шар медленно начал снижаться на них. Неожиданно они ощутили удар электрическим током по рукам и ногам, и какая-то неведомая сила стала давить на них сверху. Руки почему-то было трудно поднять, когда они пытались показать на объект. На плечи их давила какая-то тяжесть, как будто по человеку у них сидело на плечах. По мере снижения размеры объекта продолжали увеличиваться, и увеличивалось тепловое воздействие от этого объекта. Стало

душно, они расстегнули полушибки и сняли рукавицы. Когда размеры объекта увеличились до угловых размеров 15 см на вытянутой руке, он остановился. При этом силовое давление на братьев прекратилось, однако тепловое воздействие и яркость объекта становились уже трудно переносимыми. Но после остановки объект резко изменил направление своего движения и стал быстро удаляться, уменьшаясь в размере. Однако как только объект стал удаляться, братьев снова ударило током и какая-то неведомая сила потянула их уже куда-то вверх. Братья ошалили в испуге. Когда сила давила их к Земле-матушке, еще не было так страшно. Но когда какая-то сила потянула их куда-то вверх, как говорится, к черту на кулички, они сильно испугались. Стали искать на дороге, за что можно было бы схватиться, но на дороге и вблизи ничего не было, за что можно было бы схватиться. Тогда они схватились друг за друга руками, и какая-то сила слегка их приподняла, значительно уменьшив их давление на дорогу, а затем стала быстро уменьшаться по мере удаления объекта от них. Поднявшись на значительную высоту, объект исчез в том направлении, куда он летел ранее. После отлета объекта некоторые из осмелевших очевидцев подходили к братьям с вопросом, что это могло быть такое. Всю ночь братья не спали, так как на них напала какая-то апатия и спать не хотелось. На следующий день братья и многие другие из жильцов села собрались вновь на месте наблюдения объекта. Было обнаружено, что в радиусе порядка 70 м от дороги, в том числе на крышах ближайших домов, снег был подтаен и был рыхлым от сильного теплового воздействия. Кроме того, стало известно, что второго сеанса в кинотеатре в прошлый вечер не было по причине выхода из строя киноаппаратуры.

Таких сообщений о странном электромагнитном воздействии силовых полей НЛО на металлические проводящие и полупроводящие предметы, на животных и на человека можно привести еще сотни как из отечественной, так и из зарубежной публикации. Однако данные сопутствующие физические электромагнитные явления представляются уже далеко не безобидными природными явлениями, а явно целенаправленно управляемыми явлениями, которое, возможно, имеют непосредственную связь с неизвестной для нас тайной природы явления антигравитации – вечной мечте человечества, повсеместно используемой пока только в объектах НЛО и им подобных аномальных объектах.

За длительный период существования электродинамики накопилось большое количество как теоретических, так и экспериментальных фактов, так что даже в рамках известных представлений, то есть в рамках известно-

го в электродинамике формализма, не прибегая к помощи новых представлений о скалярном магнитном поле, легко можно уже доказать, что продольные магнитные силы действительно должны реально существовать [30, 31]. Внутренняя противоречивость современных формальных представлений о законах электромагнетизма и формально-математических методов их описания проявляется в том, что даже разные известные в электродинамике подходы к решению одних и тех же электродинамических задач дают заведомо разные результаты. Например, в рамках лоренцевских представлений о магнитных взаимодействиях проводников с токами два находящихся на одной прямой отрезка тока своими магнитными полями взаимодействовать не должны. Между тем как из известного в электродинамике формализма взаимодействия магнитных полей от этих же отрезков тока (в виде интегральной формулы для энергии взаимодействия магнитных полей) легко можно найти, что магнитное взаимодействие между ними не равно нулю. Откуда устанавливаем, что сила магнитного взаимодействия двух находящихся на одной прямой отрезков тока в действительности все же не равна нулю. Эту же «не равную нулю силу магнитного взаимодействия» можно установить также и из известного в электродинамике формализма поля векторного потенциала, но, к нашему удивлению, обнаруживаем, что эта же сила магнитного взаимодействия, определенная уже другими известными методами, оказывается уже больше по величине той силы, которая была определена через формализм взаимодействующих магнитных полей. Три известные и общепринятые в современной электродинамике формализма определения силы магнитного взаимодействия между двумя лежащими на одной прямой отрезками тока дают заведомо не равные значения. Но в действительности, для одного и того же случая магнитного взаимодействия отрезков тока, как это очевидно, результат должен быть только один единственный, соответствующий реальному явлению. Однако, расчетами можно показать, все три метода определения сил магнитного взаимодействия между двумя находящимися на одной прямой отрезками тока оказываются тождественно равными друг другу, если во всех трех случаях учесть существование еще скалярного магнитного поля и силы продольного магнитного взаимодействия.

Таким образом, изменение известных нам фундаментальных представлений о законах электромагнетизма оказывается непосредственно связанным со многими другими укоренившимися и также считающимися фундаментальными представлениями, такими как принцип эквивалентности, принцип относительности, принцип постоянства скорости света, ошибочным понятием о релятивистской массе, ошибочными представлениями о дуализме "волна-частица", ошибочным не

физическим представлением о взаимопревращаемости массы и энергии при аннигиляции частиц, ошибочным представлением о существовании особого "магнитного поля", ошибочным представлением о существовании особых "гравитационных полей" и т.д. Нуждаются в серьезных изменениях и основные философские концепции современной физики, связанные с такими исходными понятиями любой физической теории, как "пространство", "время", "материя", "масса", "масса гравитационная", "масса инерционная", "масса электромагнитная", "дефект массы", "мерность пространства", "понятие времени", "понятие инвариантности законов природы", "понятие инвариантности уравнений" и т.д. и т.п. Существующая в современной фундаментальной физике серьезная кризисная ситуация [1] является прямым следствием многих укоренившихся ошибочных концепций современных "научных" представлений об явлениях окружающей нас природы. Кризисная ситуация в современной физике явилась прямым следствием уже длительное время существующих и устоявшихся консервативных взглядов в науке, к сожалению, поддерживаемых и защищаемых официальной академической наукой. Как отмечал в свое время Дейнике, наше зацементированное сознание, над которым в свое время поработали несомненно высококлассные специалисты своего дела, слишком долго находилось в своеобразном научном вакууме и нуждается теперь в срочной реанимации. Даже в вопросах пропаганды всех наших уже известных знаний также нужны революционные изменения, если мы действительно стремимся к общему для всех прогрессу.

Раскрывающиеся перспективы практического использования новых, неизвестных ранее в науке явлений и эффектов представляются весьма заманчивыми, но вполне реально достижимыми при общих коллективных усилиях человеческого разума. Новые прорывные технологии приближающегося XXI века потребуют серьезной ломки многих укоренившихся представлений, и остановить этот прогрессивный процесс движения вперед нельзя.

Таким образом, основываясь на общем анализе теоретического и экспериментального материала и многочисленных имеющихся в электродинамике противоречий и парадоксов, отмеченные выше дополнения и уточнения общепринятого формализма Максвелла свелись, прежде всего, к главному выводу, что у любого движущего заряда существует не одно, как предполагалось ранее, а два вида магнитных полей: векторное магнитное поле $\mathbf{H}_\perp = \text{rot } \mathbf{A}$ и скалярное магнитное поле $H_\parallel = -\text{div } \mathbf{A}$. Более того, как оказалось, только оба вида магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel отражают, наконец то, полные магнитное свойство любого движущегося заряда в их неразрывном

и взаимодополняющем единстве. Но самым поразительным оказалось то, как отмечалось уже выше, что скалярное магнитное поле, в противоположность известному векторному, не взаимодействует с обычными магнитными материалами, а следовательно, вообще не могло быть определено известными во времена Фарадея и Ампера общепринятыми методами (железными опилками), что в какой то степени объясняет закономерность зарождения, помимо прочих причин, глубочайшего за всю историю науки кризиса в фундаментальной физике. Столь неожиданный вывод о существовании еще одного вида магнитного поля на, казалось бы, безоблачном небе общепринятых и укоренившихся концепций в современной физике, ломал все хорошо устоявшиеся и привычные представления в электродинамике Максвелла. Но зато простым и естественным путем легко устранил, наконец, все накопленные за длительный период своего развития многочисленные парадоксы и противоречия.

Однако наиболее важный фундаментальный вывод из общего анализа основ физики оказался связанным вовсе не со свойством самого электрического заряда и существованием у него двух видов магнитных полей, а, прежде всего, со свойством самой среды физического поля, в которой рассматривается этот заряд. Более того, как это будет установлено дальнейшими исследованиями, без учета существования у движущегося электрического заряда еще и скалярного магнитного поля, вообще было бы невозможно получить полного описания электромагнитных свойств вакуумной среды, т.е. оба вида магнитных полей тесно взаимосвязаны друг с другом и со средой физического вакуума. Но прежде чем говорить об электромагнетизме, электромагнитных явлениях и электродинамике как науке (в том числе и о любых других разделах современной физики), оказалось необходимым, прежде всего, определить основные макроскопические свойства среды физического вакуума. Вновь, как это было уже в прошлом веке, исключительно актуальным остается вопрос: является ли среда физического вакуума преимущественной системой отсчета для различных физических явлений в локальных областях реального пространства и каковы ее свойства в космическом и межзвездном пространстве. Результаты анализа вновь требовали пересмотра всего накопленного до настоящего времени экспериментального и теоретического материала на основе уже новых более приемлемых общих философских и физических концепций с целью возможности найти, наконец, выход из создавшейся кризисной ситуации.

Таким образом, дополнив известные в электродинамике уравнения Максвелла вторым скалярным магнитным полем и частично видоизменив их, с учетом электромагнитных свойств среды физического вакуума, автору удалось найти, наконец, систему дифференциальных уравнений электроди-

намики, полностью связанных со свойствами среды физического вакуума. В новой системе уравнений уже нет общепринятых токов переноса и связанного с ними формализма дополнительных условий, нормировок, калибривок, штрихованных координат, δ -функции и т.д., необходимость введения которых в физику была обусловлена тем, что уравнения Максвелла были (и об этом предупреждал сам Максвелл!) ограничены и не применимы для случая незамкнутых токов, отрезков тока и отдельных зарядов. Между тем как новая дополненная система дифференциальных уравнений для двух видов магнитных полей – векторного и скалярного, оказывается уже применимой для любых случаев без ограничений. В частном случае линейного бесконечного тока, для которого допустима применимость уравнений Максвелла, полученная новая система дифференциальных уравнений сводилась к системе уравнений Максвелла для одного магнитного поля. То есть, только сейчас уже можно определенно заявить, что предложенные Максвеллом уравнения электродинамики могут быть правомерно применимы только для одного единственного случая линейного бесконечного тока. Во всех других случаях уравнения электродинамики Максвелла, к сожалению, не имеют корректной применимости. Но даже на начальном этапе, из общей системы полученных дифференциальных уравнений непротиворечивой электродинамики двух типов магнитных полей, в понятном для всех математическом формализме, непосредственно просматривается уже глубокая физическая сущность уравнений электродинамики и непосредственная связь их с материальной средой физического вакуума.

Начатый еще пол века тому назад начальный этап исследования свойств материальной среды реального околоземного пространства гравитационного поля и физического вакуума, основывался на логическом осмыслении известных общефилософских и общефизических представлений как в науке далекого прошлого, так и в науке IX и XX века вплоть до настоящего времени. Основываясь на анализе и обобщении многих теоретических и экспериментальных фактов, достоверно уже установлено, что реальное околоземное пространство гравитационного поля и физического вакуума не является абсолютно пустым пространством и известные и повсеместно используемые в настоящее время формально-математические методы, прежде всего, в таких основополагающих теориях, как специальная и общая теории относительности, является уже просто недопустимыми. Именно эти теории, как отмечалось выше в высказываниях видных ученых, в большей степени повинны в том, что современная наука оказалась в безисходном тупике. И выход из этого тупика остается только в кардинальном изменении существа как этих, так и ряда других теорий.

Чтобы полученная новая непротиворечивая система дифференциальных уравнений для двух типов магнитных полей, устраниющая многие противоречия и парадоксы современной электродинамики, не превратилась в нашем сознании вновь в многовековую догму, автором найдены доказательства существенной ограниченности предложенного Максвеллом математического формализма описания электрических и магнитных полей применительно именно к свойствам вакуумной среды и необходимости скорейшего дальнейшего совершенствования этой «непротиворечивой» на первом этапе системы уравнений. Кстати, на первом этапе необходимость дополнения именно уравнений Максвелла еще одним уравнением для скалярного магнитного поля была вызвана теми обстоятельствами, что автором сначала был принят за основу математический формализм, предложенный Максвеллом, полагая его вполне приемлемым на начальном этапе, а самое главное, понятным для всех. Но когда на следующим более углубленном этапе обнаружилась существенная ограниченность уже самого математического формализма Максвелла применительно к описанию векторного и скалярного магнитного поля через токи смещения и к описанию энергетических характеристик среды физического вакуума, то был найден значительно более простой формализм единого полного магнитного поля $\mathbf{H}_n = |\mathbf{H}_\perp| \mathbf{r}_0 + |\mathbf{H}_\parallel| \mathbf{x}_0$, с помощью которого удалось легко устранить возникшие новые противоречия и существенно упростить запись самих уравнений электродинамики. Только в рамках представлений о полном магнитном поле удалось, наконец, устранить трудности в определении энергии взаимодействия векторных и скалярных магнитных полей. Однако, как показали дальнейшие исследования, формализм полного магнитного поля также оказался ограниченным применительно к описанию свойств физического вакуума, так как не удалось связать энергию поляризации среды физического вакуума с энергией полного магнитного поля движущегося заряда. Единственный непротиворечивый выход из создавшейся новой парадоксальной ситуации оказался возможным только при полном отказе от реальности существования каких бы то ни было магнитных полей и допущении существования у любого движущегося заряда только градиентных электрических полей (или деформированных "динамических" электрических полей), о чем как раз и предупреждал в свое время Ампер. Пророческие предсказания Ампера полностью подтвердились, и дальнейший прогресс в современной науке будет действительно невозможен, если мы не откажемся, наконец, от ошибочно введенного в физике понятия "магнитное поле". В рамках более полного представления о градиентных «динамических» электрических полях наглядно про-сматривается и грубая ошибочность допущения Максвелла о применимости

теоремы Остроградского-Гаусса к электрическим полям движущегося заряда.

И если мы только-только еще начинаем осмысливать и осознавать возможность существования скалярных магнитных полей, продольных электромагнитных волн, воздействия их на биологические объекты, воздействия на среду физического вакуума [1], живая материя давно уже использует эти и многие другие явления и эффекты для своей обычной и повседневной жизнедеятельности. Еще задолго до начальных элементарных представлений человека об электричестве, электромагнитных явлениях, световых явлениях, звуковых и ультразвуковых явлениях животный мир неосознанно, но умело использовал все эти природные явления для своей обычной жизнедеятельности. Даже сам организм человека, как известно уже в настоящее время, имеет сложнейшую электромагнитную природу, которую использует для своей обычной жизнедеятельности клеточная материя нашего организма, а не мы лично САМИ, вез ведома нашего «высокоразвитого, как мы ошибочно полагали, СОЗНАНИЯ». Наше «высокоразвитое СОЗНАНИЕ», на поверку, оказалось владеет всего лишь еще мизерными знаниями, по сравнению с теми знаниями, которые заложены в клеточной живой материи. Даже сама живая клетка, как известно, имеет сложную электромагнитную природу, осмыслить которую мы не способны даже в настоящее время используя свое «высокоразвитое сознание». Мы и здесь надолго опоздали в практическом освоении безграничных своих же возможностей. Пора бы и устыдиться нашему «СОЗНАНИЮ» перед нашим же ПОДСОЗНАНИЕМ в примитивности укоренившегося нашего мышления. Следовало бы давно нам сформулировать вопрос: как долго мы будем продолжать терпеть явно закостенелую инертность мышления нашего сознания, порожденную всего лишь устоявшимися догмами и установленными самим же человеком правилами и формами оценки достигнутых человеком знаний? Не пора ли осознать пагубность многих наших общепринятых догм и концепций, порожденных нашим «высокоразвитым сознанием», которые являются уже тормозом в развитии наших знаний о законах природы? Следовало бы давно уже переосмыслить роль нашего «высокоразвитого сознания» в развитии всех наших научных философских и фундаментальных знаний о законах окружающей нас живой и не живой природы.

Литература

1. Николаев Г.В. Научный вакуум. Кризис в фундаментальной физике. Есть ли выход?! (Новые концепции физического мира). – Томск: Курсив, 1999.
2. Николаев Г.В. Законы механики и электродинамики околоземного пространства, кн.1, стр. 541. – НИР, Гос. регистрация N77007254, Б324555, В.1974 г.
3. Николаев Г.В. Границы применимости классической и релятивистской электродинамики в околоземном пространстве, кн. 2, стр. 156. – НИР, Гос. регистрация N77007254, Б340882 от X.1974 г.
4. Николаев Г.В. О законах электродинамики и оптики во вращающихся относительно Земли системах отсчёта. – Деп. ВИНИТИ, № 2911-74. – Изв. вузов. Физика. – 1975. – № 1. – С. 156.
5. Николаев Г.В., Окулов Б.В. К вопросу об экспериментальном обосновании принципа относительности. – Деп. ВИНИТИ. № 3064-74. – Изв. вузов. Физика. – 1975. – № 8. – С. 155.
6. Николаев Г.В. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчёта. – Деп. ВИНИТИ, № 1937-75. – Изв. вузов. Физика. – 1975. – № 8. – С. 155.
7. Николаев Г.В. Об электродинамическом аналоге уравнения давления Бернулли для электронов проводимости в кристаллической решётке проводника. – Деп. ВИНИТИ, № 1938-75. – Изв. вузов. Физика. – 1975, 8, с.155.
8. Николаев Г.В. Эффект Холла и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчёта. – Деп. ВИНИТИ, № 2507-75. – Изв. вузов. Физика. – 195. – № 11. – С. 159.
9. Николаев Г.В. Об ограниченности классической и релятивистской электродинамики в условиях на поверхности Земли. – Деп. ВИНИТИ, № 3277-75. – Изв. вузов. Физика. – 1976. – № 3. – С. 156.
10. Николаев Г.В. О проверке фундаментальных соотношений на ИСЗ. – Деп. ВИНИТИ, № 3429-75. – Изв. вузов. Физика. – 1976. – № 3. – С. 157.
11. Николаев Г.В., Окулов Б.В. Об инерционных свойствах электронов. – Деп. ВИНИТИ, № 4399-77. – Изв. вузов. Физика. – 1978. – № 3. – С. 157.
12. Николаев Г.В. Диэлектрическая проницаемость диэлектриков с учётом микроскопических электрических полей. – Деп. ВИНИТИ, № 4400-77. – Изв. вузов. Физика. – 1978. – № 3. – С. 157.
13. Николаев Г.В. I. Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, 3487-78. – Изв. вузов. Физика. – 1979. – №7. – С. 125.
14. Николаев Г.В. II. Токи смещения и радиальное магнитное поле линейного тока. – Деп. ВИНИТИ, № 3488-78. – Изв. вузов. Физика. – 1979. – №7. – С. 125.

15. Николаев Г.В. III. Токи смещения и аксиальное магнитное поле движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, № 592-79. – Изв. вузов. Физика. – 1979. – № 7. – С. 126.
16. Николаев Г.В. IV. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, № 528-79. – Изв. вузов. Физика. – 1979. – № 7. – С. 126.
17. Николаев Г.В. V. Система уравнений для аксиального (скалярного) и радиального (векторного) магнитных полей движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, № 2664-80. – Изв. вузов. Физика. – 1980. – № 9. – С. 126.
18. Николаев Г.В. VI. Системы уравнений для вихревых электрических полей равномерно и ускоренно движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, № 2665-80. – Изв. вузов. Физика. – 1980. – № 9. – С. 126.
19. Николаев Г.В. VII. Системы уравнений для градиентных электрических полей движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, № 2666-80. – Изв. вузов. Физика. – 1980. – № 9. – С. 126.
20. Николаев Г.В. VIII. О природе вихревых градиентных электрических полей движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, № 5812-85. | Библ. указ. деп. рукопис. N12 (170), 1985, инд. 1104.
21. Николаев Г.В. IX. Вихревое электрическое поле ускоренно движущегося заряда и законы инерции зарядов. – Деп. ВИНИТИ, № 5813-85. | Библ. указ. деп. рукопис. N12 (170), 1985, инд. 1190.
22. Николаев Г.В. X. Волновое уравнение для вихревого электрического поля и двух типов вихревых магнитных полей ускоренно движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, № 5814-85. | Библ. указ. деп. рукопис. N12 (170), 1985, инд. 1091.
23. Николаев Г.В. I. Проблемы электростатики пустого пространства. – Деп. ВИНИТИ, № 2417-80. | Р/ж. Физика, 1980, 10Б97.
24. Николаев Г. В. II. Физический вакуум реального пространства. – Деп. ВИНИТИ, № 2418-80. | Р/ж. Физика, 1980, 10Б98.
25. Николаев Г.В. III. Вопросы электростатики физического вакуума. – Деп. ВИНИТИ, № 2419-80. | Р/ж. Физика, 1980, 10Б99.
26. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, кн. 5. – М.: Мир, 1977. – С. 152-172.
27. Максвелл Дж. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: Гостехиздат, 1954.
28. Ампер А.М. Электродинамика. – М.: Изд-во АН СССР, 1954.
29. Pappas P.T. The original Ampere force and Biot-Savart and Lorenz forces // H. Nuovo Cim. – 1983. – Vol. 76B, No 2. – P. 189-196.
30. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности. Перспективы построения непротиворечивой электродинамики. –

- Томск, 1986. – Деп. ВИНИТИ, № 8610-В86. | Библ. указ. деп. рукопис. N4 (186), 1987, инд. 1159.
31. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. – Томск: Изд-во научно-технической литературы, 1997.
 32. Компанеец А.С. Теоретическая физика. –М.: Изд-во ТТЛ, 1957. – С. 126.
 33. Сигалов Р.Т., Шаповалова Т.И., Каримов Х.Х., Самсонов Н.И. Новые исследования движущих сил магнитного поля. – Ташкент: ФАН, 1975.
 34. Френкель Я.И. Электродинамика, т. 1. – Л-М.: ОНТИ, 1934.
 35. Наблюдение эффекта Ааронова-Бома // Природа. – 1983. – № 7. – С. 106.
 36. Graneou P. Electromagnetic jet-propulsion in the direction of current flow // Nature. – 1982. – Vol. 295, No 5847. – P. 311-313.
 37. Околотин В.С., Румянцев Д.Е. Опыты Грано: сила N 4 или фокусы? // Техника и наука. – 1983. – № 11. – С. 26.
 38. Родин А. Туман над магнитным полем // Изобретатель и рационализатор. – 1982. – № 2. – С. 18-19.
 39. Черников В. Как я встретился с нечистой силой // Техника молодежи. – 1974. – № 1. – С. 37.
 38. Николаев Г.В. Второе магнитное поле // Техника и наука. – 1984. – № 1. – С. 42-43.
 39. Техника молодежи, N 12, 1968; N 8, 1969 г.; N 12, 1974 г.; N 1, 1974 г.; N 3, 1982 г.; N 1, 1984 г.
 40. Техника и наука, N 2, N 10, N 11, 1983 г.; N 1, 1984 г.
 41. Изобретатель и рационализатор, N 2, 1982 г.; N 6, 1981 г.; N 10, 1982 г.; N 2, 1984 г.
 42. Околотин В.С. Этот электрический мир // Знание, "Наука в твоей профессии". – 1984. – № 2.
 43. Околотин В.С. Сверхзадача для сверхпроводников. – М.: Знание, 1983.
 44. Солунин А.М., Костин А.В. Об эффекте векторного потенциала для торoidalного соленоида. – Деп. ВИНИТИ, рег. N 7900-84.
 45. Солунин А.М. R- электродинамика // Межвузовский сборник ИвГУ, Иваново, 1982. – Деп. ВИНИТИ, рег. N 3908-82.
 46. Гейдт В.В. Конформный вариант уравнений Максвелла и Лоренца. – Новосибирск, 1985 / Препринт СО АН СССР, № 588.
 47. Хворостенко Н.П. Продольные электромагнитные волны. Изв. ВУЗов. Физика., N3, 1992, с. 24–29.
 48. Алешинский В.Г. К вопросу о формуле электродинамического взаимодействия токовых элементов // Изв. вузов. Электромеханика. – 1980. – № 4. – С. 431-434.

-
49. Синельников Е.М., Синельников Д.Е. Пондеромоторное взаимодействие двух элементарных тел в квазистационарном магнитном поле // Изв. вузов. Электромеханика. – 1976. – № 1. – С. 13-18.
50. Синельников Д.Е., Синельников Е.М. Формулы для определения силового взаимодействия токовых элементов // Изв. вузов. Электромеханика. – 1978. – № 3. – С. 227-235.
51. Вертинский П.Н. Магнитодинамика. И. Усолье-Сибирское, 1993.
52. Протасевич Е.Т. Некоторые особенности взаимодействия электромагнитных волн ТЕ и ТЕМ типов с металлами // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, № 1. – С. 5-7.
53. Sansbury R. Detection of a force between a charged metal foil and current-carrying cunduc tor // Rev. Sci. Instrum. – 1928. – Vol 56(1985), No 3. – P. 415.
54. Сокольский Ю.М. Исцеляющий магнит. – С-Пб.: Изд-во “ПОЛИГОН”, 1998.
55. Николаев Г.В. Тайны электромагнетизма и свободная энергия. – Томск: Изд-во “РауШмБХ”, 2002.
56. Маныкин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П. К вопросу о природе шаровой молнии. – ЖТФ, 1982, т. 52, с. 1474.
57. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. Второе издание. – М.; Энергоатомиздат, 1985. - с. 152-153.
58. Капица П.Л. О природе шаровой молнии. – Доклады АН СССР, 1955, т. 101, N2, с. 245.
59. Смирнов Б.М. Загадка шаровой молнии. – М.; Изд. «Знание», 1987.
60. Смирнов Б.М. Проблема шаровой молнии. – Современный проблемы физики, М.; «Наука», Изд. ФМЛ, 1988.
61. Григорьев А.И. О времени существования шаровой молнии и волновых механизмах ее возникновения. Изв. ВУЗов, Физика. – Деп. ВИНИТИ, рег. N 3159-75.
62. Григорьев А.И. О механизме возникновения шаровой молнии. Изв. ВУЗов. Физика – Деп. ВИНИТИ рег. N 1070-76.
63. Григорьев А.И. Об оценке размеров шаровой молнии и интенсивности ее излучения в видимой части спектра. Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 4387-75.
64. Григорьев А.И. Электродинамическая модель шаровой молнии. Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 323-77.
65. Григорьев А.И. Шаровые молнии. Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 3570-77.
66. Григорьев А.И., И.Т.Дмитриев. Описания наблюдений шаровых молний. Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 1412-78.

67. Григорьев А.И. Характеристики взрыва шаровой молнии. Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 1373-78.
68. Григорьев А.И., Дмитриев И.Т. Шестьдесят описаний щаровых молний Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 2280-78.
69. Григорьев А.И., Дмитриев И.Т. Новые описания щаровых молний. Часть первая. Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 29-79.
70. Григорьев А.И., Дмитриев И.Т. Новые описания щаровых молний. Часть вторая. Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 296-79.
71. Дмитриев И.Т., Липатов А.И., Григорьев А.И. Новые данные о свойствах щаровых молний. – Изв. ВУЗов, Физика – Деп. ВИНИТИ, рег. N 5717-81.
72. Берия Г.Н., Что такое щаровая молния? - Тезисы докладов междисциплинарной научно-технической школы-семинара «Непериодические быстропротекающие явления в окружающей среде», ч. 2, Томск, 1988.
73. Фролов В.П., Щаровая молния (ШМ) как сгусток легких лептонов (ЛЛ). - Тезисы докладов междисциплинарной научно-технической школы-семинара «Непериодические быстропротекающие явления в окружающей среде», ч. 2, Томск, 1988.
74. Копытов Ю.Д., Протасевич Е.Т., Хан В.А., Юданов В.А. – Аэрозольная модель щаровой молнии. – Тезисы докладов междисциплинарной научно-технической школы-семинара «Непериодические быстропротекающие явления в окружающей среде», ч. 2, Томск, 1988.
75. Воробьев Г.А. Возможный механизм образования щаровой молнии. - Тезисы докладов междисциплинарной научно-технической школы-семинара «Непериодические быстропротекающие явления в окружающей среде», ч. 2, Томск, 1988.
76. Мирзалис И.В. Сопоставительный анализ полтергейстов, неопознанных аномальных явлений и щаровых молний. - Тезисы докладов междисциплинарной научно-технической школы-семинара «Непериодические быстропротекающие явления в окружающей среде», ч. 2, Томск, 1988.
77. Николаев Г.В. Энергетический и электродинамический анализ моделей плазменных образований. – Тезисы докладов междисциплинарной научно-технической школы-семинара «Непериодические быстропротекающие явления в окружающей среде», ч. 2, Томск, 1988.
78. Николаев Г.В. Динамика и физические поля воздействия щаровых молний. - Тезисы докладов междисциплинарной научно-технической школы-семинара «Непериодические быстропротекающие явления в окружающей среде», ч. 2, Томск, 1988.

ЧАСТЬ I

ОБЩИЕ СВОЙСТВА

СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Глава 1. Основные свойства среды физического вакуума околоземного пространства

1. Эволюция представлений об окружающем пространстве

До появления работы А. Эйнштейна «К электродинамике движущихся сред» (1903 г.) в физике господствовала точка зрения, что все реальное физическое пространство заполнено тончайшей материальной средой – эфиром, которая является носителем электромагнитных волн и полей (Ньютона, Эйлер, Гюйгенс, Юнг, Френель, Максвелл, Лоренц, Герц, Стоке, Планк и др.). Статические электрические поля рассматривались как статические напряженные состояния данной материальной среды, а электромагнитные поля – как колебательный процесс, распространяющийся в этой среде со скоростью света. При распространении электромагнитной волны сама материальная основа не принимает участия в поступательном движении, а совершают только колебательное движение. Эфир – гипотетическая всепроникающая среда, которая заполняет все мировое пространство. Первоначально эфир представлялся как чисто механическая однородная среда, подобная упругому однородному телу. Гипотеза механического эфира в свое время встретилась с большими трудностями, в частности с невозможностью приимить поперечность световых волн и отсутствие сопротивления эфира движению небесных тел. Большая скорость распространения электромагнитных волн в эфирной среде соответствовала значительным упругим свойствам среды как эквивалента исключительно твердого тела, между тем как отсутствие сопротивления движению планет в этой среде в космическом пространстве соответствовало тому, что эфирная среда должна быть очень разряженной средой с очень малой плотностью. Трудности интерпретации механической модели эфира привели в конце XIX в. к отказу от создания любых механических моделей эфира. К этому времени в физике определи-

лось три основных направления, соответствующих трем точкам зрения на основное свойство эфира. Сторонники «абсолютно покоящегося» эфира (Максвелл, Лоренц) считали, что мировой эфир является абсолютной системой отсчета для любого вида движения. Сторонники «полностью увлекаемого» эфира (Герц, Стоке, Планк) считали, что эфир полностью увлекается любым движущимся телом. И, наконец, сторонники «частично увлекаемого» эфира (Френель, Лоренц, позднее Эйхенвальд и др.) полагали, что эфир движущимися телами увлекается только частично. Все три точки зрения не нашли полного подтверждения в экспериментальных наблюдениях, и вопрос о преимущественной системе отсчета для оптических и электродинамических явлений оставался открытым. В теории Планка, Стокса рассматривалась возможность увлечения эфирной среды гравитационным полем небесного тела, однако из-за отсутствия информации о действительных свойствах эфирной среды, предполагаемое очень большое значение градиента распределения плотности эфирной среды около гравитирующего тела вызывало большие сомнения. Вопрос о полном участии или полном увлечении эфира при движении гравитирующих тел оставался также нерешенным.

С материалистической точки зрения, представление о материальной среде-эфире удовлетворительно решало вопрос о материальности самих электромагнитных полей. Материальность электромагнитных полей была заложена в материальности самого носителя их. Давление света на тело объяснялось механизмом пондеромоторного взаимодействия электромагнитной волны с атомами этого тела (теоретический расчет, проведенный Максвеллом, дал хорошее согласие с экспериментом), а не давлением на него за счет наличия у света так называемой «массы движения». Представление о наличии инерционной «массы движения» у фотона, согласно известному выражению $E = mc^2$, противоречит общепринятыму определению массы как меры количества материи. Кроме того, если предположить, что «масса движения» фотона обладает инерционными свойствами, то о наличии у этой же массы гравитационных свойств ничего определенного сказать пока невозможно, что ставит под сомнение выполнимость фундаментального принципа эквивалентности.

В дозйнштейновский период «масса» рассматривалась как одна из важнейших сохраняющихся характеристик материи, определяющей ее количество. В законе сохранения массы нашло свое отражение материалистическое представление о неуничтожимости самой материи и видоизменении ее форм существования. Однако, с другой стороны, согласно известной энергетической зависимости $E = mc^2$, вроде бы можно допустить, что масса может определяться не количеством материи, а еще и количеством энергии этой материи. Но в философском плане, понятие энергии без материи или в

отрыве от материи просто бессмысленно. Другими словами, понятия количество материи и количество энергии – понятия не эквивалентные, но тесно взаимосвязанные.

С появлением специальной теории относительности А. Эйнштейна в физике начался период формально-математического и абстрактно-субъективного описания физических явлений. Трудности, которые возникли в классической физике, в связи с неудачными попытками согласовать все предполагаемые свойства эфира с экспериментальными наблюдениями, были обойдены А. Эйнштейном чрезвычайно просто. Он предложил вообще отказаться от концепции материального эфира, а известные противоречивые (в рамках концепции эфира) экспериментальные факты объединить на основе использования определенных формально математических методов и допущений. Использование чисто абстрактно-математических методов в оценке реальных физических явлений, исключающих необходимость искать им приемлемые физические объяснения, действительно позволило объединить ранее разрозненные физические явления, но ценой введения в физику абстрактных, по своей сути, исходных концепций об абсолютно пустом пространстве, абсолютно применимости принципа относительности и релятивистских преобразований координат и полей. Состояние физики того времени Эйнштейн характеризовал следующим образом: «... в истории науки возникло одно из самых драматических положений. Все представления относительно поведения эфира ни к чему не приводили... После стольких неудач наступил момент, когда следовало совершенно забыть об эфире и постараться никогда не упоминать о нем» [1]. В абсолютно пустом пространстве применимость принципа относительности действительно может быть допустима для любых систем отсчета, но допустимость в таком пустом нереальном пространстве рассматривать какие-либо реальные физические явления, с физической точки зрения, вызывает большие сомнения.

Без существования мировой среды электромагнитные поля теряют свою материальную основу, что потребовало срочного пересмотра общих философских представлений о сущности материи и ее формах существования. Вскоре в философии появляются новые концепции и представления об электромагнитном поле как об особой форме существования материи. Электромагнитная волна или поле (без материального носителя ее) стали рассматриваться как самостоятельные материальные сущности, имеющие даже свою «массу движения». Наличием «массы движения» у света (или его вероятной материальностью) объясняется возможность переноса им на расстояние импульса, количества движения и энергии. Однако можно легко показать, что и звуковая волна, в общем, тоже может переносить импульс, количество движения и энергию, хотя материальность звуковой волны, как это очевидно, определяется конечно же материальностью самого носителя

звуковых волн – т.е. воздуха, остающегося в состоянии покоя. Формально, зная переносимый звуковой волной импульс, можно ввести для звуковой волны аналогичное понятие «массы движения» и найти соответствующую зависимость «массы движения» звуковой волны с переносимой ей энергией. Аналогичная ситуация может иметь место и для любых других волновых процессов в различных реальных материальных средах – жидкая среда, твердое тело, плазма и т.д. и т.п. Аналогично, как и для электромагнитных полей без материального носителя, мы можем иметь в этом случае соответствующие аналитические выражения, связывающие переносимый волной импульс с некой мифической «массой движения» волны, но полностью лишая себя возможности знать о существовании самих носителей этих полей – жидких, твердых и газообразных материальных сред, т.е. всего реального пространства окружающего нас материального мира. Таковы были бы последствия полного принятия формальных концепций Эйнштейна применительно к любым волновым процессам. И такие выводы представляются сейчас просто бессмыслицей, так как существование регистрируемых нами твердых, жидких и газообразных материальных носителей для нас сейчас является очевидным. Но было же время, когда не было методов регистрации, например, воздушной среды – носителя звуковых волн, хотя сами звуковые волны человек всегда был способен регистрировать с помощью своих слуховых органов.

Тем не менее, ради достижения общих формальных обобщений для случая нерегистрируемой еще человеком эфирной среды Эйнштейном была предложена концепция абсолютно пустого пространства. Рекомендации Эйнштейна полностью забыть о существовании эфира – материального носителя электромагнитных полей применительно к электромагнитным волнам нашли своих сторонников в физике, причем настолько приверженных, что и до настоящего времени еще находятся ярые сторонники эйнштейновских концепций, хотя уже известны методы регистрации эффектов от самой среды физического вакуума.

Бессспорно, появление специальной теории относительности сыграло определенную положительную роль в развитии современной физики (как определенного переходного периода), но не следовало бы забывать, что специальная теория относительности по-прежнему остается абстрактно-отвлеченнейшей нефизической теорией. Ограниченностю специальной теории для реального пространства была заложена в основе этой теории самим А. Эйнштейном (теория была построена им для абсолютно пустого нереально-го пространства), между тем как выводы теории, без каких-либо ограничений, стали применять для реального пространства. Такой формальный перенос выводов теория с пустого пространства на реальное, естественно,

привел к появлению в физике ряда парадоксов и абстрактных выводов [2–10]. В теории относительности нашли свое отражение субъективно-идеалистические взгляды А. Эйнштейна (допущение им определяющей роли наблюдателя-субъекта) на пространство, время, материю и ее движение. «Критикуя общефилософские идеалистические высказывания Эйнштейна, нередко говорят о необходимости сохранения теорий относительности Эйнштейна как «физической теории». Из сказанного выше следует, что такой подход к эйнштейновской теории относительности неправилен. Во-первых, общефилософские положения, провозглашаемые Эйнштейном, не являются на самом деле неким «привеском» к его теории, всего лишь «неправомерным выводом из нее», а входят в нее, существенно определяют ее содержание. Сами по себе уравнения, фигурирующие в этой теории, не составляют «физической теории», материалистическое же истолкование закономерностей быстрых движений есть в действительности отказ от теории относительности Эйнштейна как от физической теории и развитие принципиально иной по своей сути физической теории. Во-вторых, стремление «подправлять» эйнштейновскую теорию относительности, «чинить» или «латать» её запутывает фактическое положение дел в этой области физики. Оно неправильно ориентирует учёных, снимает с физиков задачу всесторонней разработки основ действительно научной и последовательной теории движения с большой скоростью, основанной на принципахialectического материализма, адекватно выражющей сущность уже познанных закономерностей и открывающей пути для раскрытия новых «закономерностей»» [11]. Чтобы разрешить «драматическое положение», А. Эйнштейн предложил отказаться от признания существования любой материальной среды, но «... в действительности драматическое положение в физике сохранилось и до наших дней и именно потому, что приняли рекомендацию А. Эйнштейна «совершенно забыть об эфире и никогда не упоминать о нем». Именно с этого момента «теория физических явлений принуждена была развиваться в сторону неумеренных математических абстракций, многие явления стали казаться ей «странными» и «загадочными» и чем дальше, тем больше в этой теории стали накапливаться нерешенные проблемы» [12]. В многочисленных исследованиях многие авторы разными путями приходили к выводу о необходимости признания реальности существования мировой среды. В свое время в пользу признания исключительной роли универсальной мировой среды выступал П. Дирак: «... если пересмотреть вопрос, то теперь могут быть выдвинуты солидные соображения в пользу поступающегося яфрия [Чжан] Многие авторы склоняются к тому, что

вакуум», но, как хорошо подметил Д.И. Блохинцев «... то, что в физике считали пустотою, на самом деле является некоторой средой, назовем ли мы ее по старинному «эфиром» или более современным словом «вакуум» от этого суть дела не меняется...» [14].

Таким образом, если в общем охарактеризовать состояние в современной физике на период с начала XX века до 60-70 годов, то можно отметить характерную тенденцию возврата к представлению о существовании в окружающем нас реальном пространстве материальной среды физического вакуума, которая у разных физиков, к сожалению, имеет разное физическое понимание. Однако, огромное количество теоретических и экспериментальных фактов, накопленных за длительный период времени в науке, все более и более не укладывалось в рамках укоренившихся современных теорий – специальной теории относительности, общей теории относительности и квантовой механики. Многие ошибочные представления в современных физических теориях, и особенно в таких абстрактных теориях, как специальная и общая теории относительности, давно уже нуждаются в серьёзных изменениях и дополнениях. Но следует иметь в виду, что «... необходим значительно более радикальный пересмотр теории относительности и квантовой теории, причём надо будет попытаться не кое-как приспособить нынешние теории, принимая в их основе предположения, а коренным образом пересмотреть их логическую и философскую базу...» [15]. Существование материального носителя – реальной физической среды для электрических, магнитных, электромагнитных, гравитационных и ядерных полей оказывается весьма плодотворным при построении непротиворечивой физической теории, хорошо согласующейся с материалистическими представлениями о взаимопревращаемости материи и ее неуничтожимости и несотворимости.

2. Концепция мировой среды и экспериментальные наблюдения

Основываясь на проведенном анализе огромного фактического экспериментального и теоретического материала [16–34], было установлено [2–10, 35–38], что многие спорные вопросы в оптике и электродинамике пустого пространства специальной теории относительности (СТО) и общековариантного пространства общей теории относительности (ОТО) остаются до настоящего времени не разрешенными по причине игнорирования в этих теориях, прежде всего, определяющей роли как самой среды физического вакуума, так и взаимодействующих с ней массивных гравитирующих тел. При игнорировании определяющей роли мировой среды в окружающей нас действительности, многие экспериментальные факты в электродинамике,

оптике, электротехнике, механике, квантовой механике, астрономии, термодинамике и во многих других областях науки и техники не находят себе удовлетворительного непротиворечивого объяснения в рамках современных представлений. В современной литературе было посвящено огромное количество публикаций как в прошлом, так и в настоящем рассмотрению и обсуждению многочисленных противоречий и парадоксов в СТО и ОТО. Для устранения этих противоречий и парадоксов в свое время предлагались разные теории и рассматривались различные модели реального пространства. Абсолютно пустое пространство СТО уже не устраивало многих физиков, и были предложены теории и модели материального пространства, состоящего как из виртуальных, так и реальных материальных частиц. Нашлось немало сторонников даже возрождения чисто **механистических** представлений о свойствах мировой материальной среды, разные типы движений которой якобы порождают все многообразие различных физических полей в ней. По их представлению, первопричиной всего многообразия окружающего нас мира является чисто механическая дискретная материальная среда в разнообразнейших формах своего движения – поступательного, вращательного, колебательного и их комбинаций. В какой-то степени эти модели среды повторяли представления физиков прошлого века о механическом эфире и многие нерешенные проблемы механического эфира остаются не решенными и в этих новых моделях эфира вплоть до настоящего времени. Однако было предложено и много оригинальных моделей и подходов, основанных на анализе многочисленных известных экспериментальных результатов. Наиболее общепринятой моделью материальной среды реального пространства в последнее время считается модель среды физического вакуума, состоящей из виртуальных электронно-позитронных пар, т.е. аннигилирующей и тут же рождающейся вновь электронно-позитронной пары. Но даже и в этом подходе имеются различные модели самой дискретной среды физического вакуума с размерами частиц от 10^{30} до 10^{80} см, но, как правило, лишенной основного своего свойства – быть преимущественной системой отсчета как для оптических, так и для электрических, магнитных, квантовых и механических явлений природы. Отрицательное влияние периода господства Эйнштейновских представлений о пустом пространстве в современной физике оказалось столь значительным, что многие авторы еще длительное время продолжали строить свои новые «физические» теории «среды физического вакуума», лишенной своей основной материальной сущности – быть преимущественной системой отсчета.

Из анализа различных экспериментальных фактов в области оптики и электродинамики было установлено [24–34], что основное свойство среды физического вакуума – быть преимущественной системой отсчета для любых оптических и электродинамических явлений вблизи поверхности мас-

сивного гравитирующего тела Земли и в околоземном пространстве - обусловлено действием на физический вакуум, прежде всего, преобладающего по своей величине массивного гравитирующего тела Земли. Еще в 1912 г. положительными результатами оптического эксперимента Саньяка [24–28] (на вращающейся относительно поверхности Земли платформе находились как источник, так и приемник света) однозначно было показано, что скорость света остается постоянной только относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли, вне зависимости от состояния покоя или вращения самой платформы, масса которой ничтожно мала по сравнению с массой Земли. Оптические свойства физического вакуума околоземного пространства, в частности постоянство скорости света относительно поверхности Земли и конечность скорости света, определяются как внутренними упругими электромагнитными свойствами среды, так и свойством взаимодействия этой среды с массивным гравитирующим телом Земли. В результате этого взаимодействия среда физического вакуума реального околоземного пространства вблизи поверхности Земли практически полностью увлекается ей, обуславливая физическую преимущественность любой системы отсчета, которая покоятся относительно поверхности Земли [29–34], т.е. относительно неподвижной лабораторной системы отсчета. Наиболее мощным возмущающим гравитационным фактором для Земли являются, прежде всего, массы Луны и Солнца, взаимодействие среды физического вакуума с которыми обуславливает существование в околоземном пространстве определенного медленно меняющегося градиента скоростей среды. Вблизи же Земли скорость света практически постоянна относительно поверхности Земли и медленно изменяется с высотой. Явление асимметрии скорости света в покоящейся и вращающейся относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли системах отсчета нашло широкое практическое применение в так называемых оптических гироскопах [28] и т.д.

Так как положительные результаты опыта Саньяка не укладывались в рамках СТО, то в свое время были предприняты попытки объяснить эти результаты уже в рамках ОТО. Согласно ОТО, как показывают расчеты, в любой вращающейся системе отсчета (вне зависимости от того, связана ли эта вращающаяся система отсчета с массивным гравитирующим телом или нет), ход времени по направлению вращения и против оказывается не одинаковым, что эквивалентно полному отставанию света от вращения системы отсчета. Однако, если бы следствия ОТО действительно отражали реальную природу явлений в любой вращающейся системе отсчета, то применительно к вращающейся системе отсчета, связанной с Землей в целом, должно было бы наблюдаться аналогичное отставание света и на поверхности Земли (до

300 м/с на экваторе). Для ответа на вопрос, увлекается ли свет суточным вращением Земли или нет, необходима была постановка эксперимента применительно ко всей Земле в целом. Впервые такой эксперимент был поставлен Майкельсоном и Гелем [29] и положительные результаты этого эксперимента однозначно показали, что никакого суточного отставания света от от вращения Земли на поверхности Земли не наблюдается. Однако анализ результатов этого эксперимента показал [2], что интерпретация его оказывается неоднозначной из-за наличия широтного градиента изменения скорости света. Более поздними опытами [30–34] с точностью до метров в секунду (и сантиметров в секунду) было установлено полное отсутствие эффекта отставания света от суточного вращения Земли.

Как показывают исследования [2–10], аналогичная же, в приближении V/C , асимметрия обнаруживается при рассмотрении электрических и магнитных явлений в покоящейся и вращающейся относительно поверхности Земли системах отсчета. Теоретически это легко выявляется в так называемом парадоксе заряженного сферического конденсатора [4], в котором все электрическое поле сосредоточено внутри сферического конденсатора. Если в пространстве вне сферы конденсатора, где электрическое поле E тождественно равно нулю, начать двигать прибор, регистрирующий, например, магнитное поле H , то никакого магнитного поля в системе прибора регистрироваться не будет. В то же время, если регистрирующий прибор оставить в покое, а вращать заряженный сферический конденсатор, то прибор будет регистрировать соленоидальное магнитное поле от конвекционных токов вращающихся заряженных сфер конденсатора.

Основываясь на результатах обнаруживаемой теоретически асимметрии электрических и магнитных явлений от покоящихся и вращающихся относительно поверхности Земли токовых систем [4–6, 8–10], автором в свое время было предложено устройство, являющееся электродинамическим аналогом оптического гироскопа, на которое получено авторское свидетельство [39]. Отличие законов электромагнетизма в покоящейся и движущейся относительно поверхности Земли системах отсчета было обнаружено автором и при исследовании эффекта Холла в покоящихся и движущихся относительно поверхности Земли проводниках [8]. Обнаруженное явление было использовано автором в устройстве для определения скорости, подвижности и знака носителей тока в проводнике [40]. Аналогичные результаты зависимости эффекта Холла от движения проводников относительно поверхности Земли (то есть неподчинение электромагнитного явления принципу относительности в эйнштейновском понимании), получены в работе А. И. Шелых [41].

Свойства физического вакуума вблизи поверхности массивного гравитирующего тела Земли и в околосземном пространстве оказались таковы [2,

3], что в пространстве около покоящегося относительно поверхности Земли заряда индуцируется только электрическое поле, вне зависимости от состояния покоя или движения регистрирующего прибора (или наблюдателя в концепции эйнштейновской относительности), масса которого ничтожно мала по сравнению с массой Земли и поэтому состояние покоя и движения прибора (или наблюдателя) около заряда не определяет свойства физического вакуума. При движении же электрического заряда относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли и относительно среды физического вакуума в пространстве около заряда индуцируется также и магнитное поле, вне зависимости, опять же, от состояния покоя или движения регистрирующего прибора (или наблюдателя). В рамках новых представлений реальности существования среды физического вакуума находят естественную физическую интерпретацию многие известные классические электромагнитные эксперименты типа Троутона и Нобля, Эйхенвальда, Пендора, Вильсона и др. [2]. Аналогичная асимметрия свойств физического вакуума реального пространства вблизи поверхности массивного гравитирующего тела Земли обнаруживается и для любых других физических явлений, в том числе и для квантовых. С учетом асимметричных физических свойств среды физического вакуума изменяется физическая интерпретация и многих известных оптических явлений, подробному рассмотрению которых будут посвящены материалы готовящегося к публикации второго цикла работ по теме «Оптическая и электродинамическая асимметрия околоземного пространства гравитационного поля и физического вакуума». Ниже будет предпринята попытка дать новую непротиворечивую физическую интерпретацию, прежде всего, известным электромагнитным и оптическим явлениям.

3. Неприменимость принципа относительности к реальному пространству

Впервые понятие относительности было введено Коперником, когда, основываясь на результатах наблюдений за движением небесных светил, он предложил отказаться от ошибочной концепции Птолемея, что все небесные светила и звезды врачаются вокруг Земли по сложным кривым, представляющих собой систему различных «эпиклеров». Описание движения небесных светил существенно упрощается, если допустить, что все планеты движутся не вокруг Земли, согласно птолемеевской картине мира, а относительно Солнца. Дальнейшее углубление понятия относительности было

осуществлено Ньютоном и Галилеем на основе изучения законов механики. Изучая падения тел, Галилей пришел к выводу, что ускорение тел при этом остается постоянным, хотя скорость тел изменяется. Более полное определение понятия ускорения было дано Ньютоном, который сформулировал основной закон движения

$$F = mw. \quad (3.1)$$

В окончательном виде понятие принципа относительности было сформулировано в выводах Галилея:

1. Все законы механики Ньютона справедливы только в инерциальных системах отсчета, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно. Во всех инерциальных системах отсчета выполняются одни и те же законы.

2. Никакими опытами внутри закрытой кабины в инерциальной системе отсчета невозможно определить, покоятся ли данная система отсчета относительно звезды или движется относительно неё прямолинейно и равномерно.

Таким образом, из всего многообразия различных физических систем отсчета Галилеем была выделена особая группа инерциальных систем отсчета, в которой выполняются как законы механики, так и (по априорному допущению!) все другие законы физики. При переходе из одной инерциальной системы к другой должны быть применимы преобразования Галилея, которые имеют вид

$$\begin{aligned} x' &= x - vt, & y' &= y - vt, & z' &= z; \\ u' &= u - v; \\ t' &= t. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Как по теории Ньютона, так и по теории Галилея пространство мыслилось как абсолютно пустое и при равномерном прямолинейном движении любых материальных тел в этом пространстве отсутствуют какие-либо физические взаимодействия тел с самим пространством. Кроме того, они полагали, что нет какой-либо физической взаимосвязи между временем и пространством. Другими словами, выдвигались гипотезы абсолютного и независимого ни от чего пространства и абсолютного и не зависимого ни от чего времени. В классическом приближении при малых скоростях движения принцип относительности Галилея для законов механики действительно, вроде бы, хорошо выполняется. Однако при рассмотрении неинерциальных движений, а также движений в пространстве, где имеются гравитационные поля, принцип относительности Галилея был практически неприменим. Большие трудности стали возникать и при попытках применить принцип относительности к электромагнитным явлениям и электромагнитным полям.

Дальнейшему развитию и углублению представлений понятия относительности способствовало открытое в 1725 г. Д. Бредли явление aberrации света звезд. Это явление заключается в том, что при орбитальном движении Земли около Солнца со скоростью 30 км/с луч света от далекой и предполагаемой неподвижной звезды изменяет свое направление, смещаясь в направлении движения на постоянный угол aberrации $\varphi = V/C$, где V – орбитальная скорость Земли относительно Солнца, C – скорость света. Если бы Земля двигалась только в одну сторону равномерно и прямолинейно, то явление aberrации света звезд было бы не наблюдаемо. В действительности же при орбитальном движении Земля около Солнца, через полгода она меняет направление своего движения на обратное и луч света от звезды смещается уже на угол aberrации в противоположном направлении. В результате при наблюдении в течение года положение звезды на небосводе (при перпендикулярном направлении луча света от звезды к направлению движения Земли) меняется на угол 2φ , что вполне доступно уже для точных астрономических наблюдений. Удивительным при этом оказалось то, что в явлении aberrации света от звезд не регистрируется почему-то собственная скорость звезд относительно Солнца, что хорошо согласуется с концепцией принципа относительности Галилея при допущении, что все звезды на небосводе либо неподвижны, либо движутся равномерно и прямолинейно. Для большого количества удаленных и одиночных звезд, совершающих движения по протяженным орбитам или вместе с галактиками, это допущение можно было бы считать приемлемым, но в астрономии известно большое количество звезд с быстрыменяющими скоростями или двойных звезд, вращающихся друг около друга, скорости движения которых явно не являются равномерными и прямолинейными. Однако aberrация света от одной и другой звезды даже из серии спектрально двойных звезд остается почему-то также не зависящей от собственных скоростей звезд, что находится уже в явном противоречии с принципом относительности Галилея. Явление aberrации света звезд стало серьезным пробным камнем для корпускулярной и волновой теории света, так как ни одна, ни другая теории не могли дать объяснения явлению aberrации света двойных звезд. Явление aberrации света двойных звезд не находит себе полного объяснения и в рамках принципа относительности специальной теории относительности и общей теории относительности.

Если корпускулярная теория света базировалась на допущении абсолютно пустого пространства, то волновая теория света исходила из допущения, что все окружающее нас пространство заполнено мировым эфиром – некой очень тонкой материальной средой. Сторонники абсолютно покоящегося мирового эфира Лоренц, Френель и др. предполагали эфир покоящимся

относительно далеких звезд. Однако были и сторонники полностью увлекаемого эфира – Герц, Стокс, Планк и др., которые предполагали, что эфир увлекается движущимися телами и вблизи Земли имеется определенный градиент плотности увлекаемого эфира. Однако ни теория покоящегося эфира, ни теория полностью увлекаемого эфира не давали объяснений как явлению aberrации света от двойных звезд, так и некоторым другим оптическим и электродинамическим экспериментам. Предложенная Ритцем баллистическая гипотеза зависимости скорости света от скорости источника света также оказалась несостоятельной. Сама концепция механического абсолютно покоящегося эфира находилась в явном противоречии с отсутствием ожидаемого при этом эффекта торможения планет при их движении в эфире. И особенно серьезной критике концепция абсолютно покоящегося эфира была подвергнута после постановки серии отрицательных оптических экспериментов по определению предполагаемого эфирного ветра при орбитальном движении Земли в неподвижном эфире.

С учетом существования среды физического вакуума пришлось заново пересмотреть общепринятые концепции применимости к оптическим и электродинамическим явлениям принципа относительности в условиях на поверхности массивного гравитирующего тела Земли [2, 3, 5]. Результатами экспериментальных наблюдений было установлено, что при определении скорости света в лабораторной системе отсчета, в условиях на поверхности массивного гравитирующего тела Земли, скорость света остается постоянной во всех направлениях только относительно поверхности Земли. Причем скорость света остается постоянной относительно Земли вне зависимости от скорости движения ее относительно Солнца или относительно звезд в мировом пространстве, а также вне зависимости от движения измерительного прибора или самого наблюдателя-субъекта. В действительности же, в случае наблюдения луча света от двойных звезд, aberrационный эффект имеет место как от орбитальной скорости Земли около Солнца, так и от собственной быстроменяющейся скорости звезды. Однако область aberrационного смещения луча света от двойной звезды в околовзвездном пространстве при наблюдении ее с Земли, из-за огромных расстояний до звезд, практически соизмерима с размерами звезд и в наблюдаемом эффекте оказывается только в виде ничтожно малой поправки [2].

Из реально существующей оптической асимметрии реального околосземного пространства, непосредственно следует необходимость существования и явлений электродинамической асимметрии. В частности, было показано [2], что явление взаимодействия проводника с током и магнита при их относительных движениях друг относительно друга в действительности физически не эквивалентны. Для достаточно длинного и протяженного магнита, например, при состоянии его покоя относительно поверхности мас-

сивного гравитирующего тела Земли и движении около него проводника приводит, как известно, к появлению явления индукции тока в проводнике. Между тем как при состоянии покоя проводника относительно поверхности массивного тела Земли и движущемся протяженном постоянном магните, в результате физической асимметрии систем относительно Земли, эффект индукции тока уже не должен наблюдаться. На основании этого было теоретически доказано [8], что эффект Холла в условиях на поверхности Земли не подчиняется принципу относительности. Учитывая асимметрию электромагнитных свойств пространства вблизи поверхности Земли в покоящейся и в движущейся системах отсчета, были предложены конкретные практические устройства [39, 40], с помощью которых можно дифференцировать состояния физического покоя и поступательного (или вращательного) движения относительно поверхности Земли. С позиции применимости принципа относительности, анализируются релятивистские эффекты при взаимодействии друг с другом двух достаточно длинных параллельных проводников с током (релятивистские эффекты раскомпенсации положительных и отрицательных зарядов проводника при наличии тока в них и увеличение плотности электронов-проводимости у смежных поверхностях проводников за счет эффекта Холла), и показано [6], что эти явления не подчиняются принципу относительности, либо приводят к допущению асимметрии магнитных свойств положительного и отрицательного заряда. Ограниченнность принципа относительности применительно к покоящейся и движущейся относительно поверхности Земли системам отсчета обнаруживается и во многих других физических ситуациях как в оптических, так и в электродинамических экспериментах [2–10].

В частности, нулевые результаты оптических экспериментов типа опыта Майкельсона (1881 г.) [42, 43] полностью отрицали концепцию абсолютно покоящегося эфира. Однако увлеченность физиков прошлого века концепцией абсолютно покоящегося эфира была столь велика, что мало внимания было уделено тому факту, что нулевые результаты опытов Майкельсона и его аналогов хорошо подтверждали концепцию полностью увлекаемого Землей эфира, хотя и у этой концепции были свои слабые строны (расчеты Планка показали не приемлемые распределения плотности эфира у поверхности Земли). Интересно отметить, что именно концепция полностью увлекаемого вблизи поверхности гравитирующих тел эфира, при дальнейшем ее развитии, позволяет разрешить как проблему aberrации света от двойных звезд [2, 3], так и все известные парадоксальные результаты оптических экспериментов. Следует отметить, что при допущении существования эфирной среды существенно меняются понятия инерциальных систем отсчета и выполнимость в них принципа относительности Галилея.

Таким образом, все результаты оптических экспериментов, проведенных в условиях покоящейся относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли системы отсчета, блестяще согласуются с концепцией преимущественной системы отсчета для света, связанной с поверхностью Земли. С другой стороны, первые же эксперименты в движущейся относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли системе отсчета (опыты Саньяка 1912 г. и его аналоги [19–23]) сразу же обнаружили, что скорость света как от покоящегося, так и от движущегося относительно поверхности Земли источника света остается постоянной только относительно поверхности гравитирующего тела Земли. В любой же движущейся (вращающейся) относительно поверхности Земли системе отсчета скорость света уже не является величиной постоянной и определяется классическим соотношением $C' = C + V$. Анализируя положительные результаты оптического опыта Саньяка, в свое время С.И. Вавилов писал: «Если бы явление Саньяка было открыто раньше, чем выяснились нулевые результаты опытов второго порядка, оно, конечно, рассматривалось бы как блестящее экспериментальное доказательство наличия эфира. Но вопрос о том, увлекается ли эфир Землей в целом или нет, опыт Саньяка не разрешает. ...Желателен был еще один опыт первого порядка с Землей в целом в качестве вращающегося тела.» [44]. Для решения оставшегося вопроса, увлекается ли свет еще суточным вращением Земли или нет, в 1925 г. Майкельсоном и Гелем был поставлен оптический эксперимент применительно к вращающейся Земле в целом [29]. Положительные результаты опыта Майкельсона–Геля однозначно доказывали, что и суточное вращение Земли оказывается на скорости света по направлению вращения Земли и против. Однако из-за больших размеров контура используемого в опыте интерферометра в расчете необходимо учитывать уже градиент линейной скорости вращения поверхности Земли на разных широтах [2], который имеет одно и тоже значение как при допущении полного увлечения скорости света относительно поверхности Земли, так и при отставании его от суточного вращения. Поэтому необходима была постановка более точного эксперимента по прямому измерению скорости света по направлению суточного вращения Земли и против, но уже на одной широте. Такие точные эксперименты удалось поставить только начиная с 1956 г. на основе использования лазерной техники, квантовых генераторов и эффекта Мессбауэра. В опытах Килдса, Таунса [30–34] с точностью до 1 м/с было установлено, что скорость света постоянна только относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли. В опыте Чемпни и Муна с использованием эффекта Мессбауэра точность эксперимента была доведена до единиц см/с, и результаты этого опыта также обнаружили постоянство скорости света только относительно поверхности Земли. Экспериментальное доказательство постоянства скорости света от-

носительно поверхности Земли однозначно решает вопрос об интерпретации положительных результатов оптических опытов Саньяка и его аналогов, а также положительных результатов опытов типа опыта Майкельсона–Геля.

Сторонники СТО и релятивистских представлений в физике отвергали результаты оптического опыта Саньяка, ссылаясь на то, что в опыте использовалась неинерциальная вращающаяся система отсчета, которая может рассматриваться уже только методами ОТО. Согласно методам ОТО, в стационарном гравитационном поле или в эквивалентном поле любой вращающейся системы отсчета (т.е. в фиктивном динамическом поле) компоненты метрического тензора $g_{\alpha\beta}$ отличны от нуля и при синхронизации часов вдоль замкнутого контура получим разность значений мирового времени по возвращении в исходную точку. Так как собственное время в разных точках пространства зависит от временной координаты, то при определении скорости света, это эквивалентно полному отставанию скорости света от вращения системы. Откуда следует, что скорость света во вращающейся системе оказывается уже равной

$$C' = C \pm \frac{2\Omega S}{L} \quad (3.3)$$

где Ω – угловая скорость системы, S – площадь кругового контура,
 L – периметр контура.

Методы ОТО действительно дают удовлетворительное согласие с результатами оптического опыта Саньяка, когда относительно Земли вращается (или движется) прибор, собственная гравитационная масса которого ничтожна мала. Однако эти методы оказываются уже неприменимыми к вращающейся системе отсчета, связанной с самим массивным гравитирующим телом Земли в целом. Существенная ограниченность методов ОТО применительно к любой вращающейся системе отсчета проявляется в том, что вращающаяся система отсчета связанная, например, с прибором или самим наблюдателем, собственная гравитационная масса которых ничтожно мала, по своим физическим свойствам оказывается физически не эквивалентной с вращающейся системой отсчета, связанной с реальным массивным гравитирующим телом. Более того, когда имеется просто вращающаяся система с динамическим «эквивалентным гравитационным полем», физические свойства которого существенно отличны от гравитационного поля реального массивного гравитирующего тела, многие физические явления имеют уже заведомо иной вид. Например, в реальном гравитационном поле гравитирующего тела, как известно, силы гравитации всегда являются силами центростремительными, между тем как в динамическом «эквивалент-

ном гравитационном поле» силы «гравитации» всегда остаются силами центробежными. Существенное отличное друг от друга вращающихся систем отсчета зависит еще и от близости или отсутствия около них массивных гравитирующих тел, а также от состояния самой гравитирующей массы по отношению к вращающейся системе отсчета – принимает ли она участие во вращении или нет [3].

Известно, что электромагнитные взаимодействия в общем уравнении для гравитационного поля в ОТО вводятся в виде дополнительного члена без учета возможности существования еще какой-то физической взаимосвязи между этими полями. Это стало возможным, когда в соответствии с исходными формально-математическими концепциями ОТО динамическое «эквивалентное гравитационное поле» априорно стали считать полностью эквивалентным гравитационному полю реального гравитирующего тела. Аналогично и эффекты вращения в общем уравнении для гравитационного поля, как это отмечено выше, вводятся всего лишь как кинематические эффекты преобразования компонентов метрического тензора и наложения на них определенного формального правила (из абстрактно-математического формализма СТО!) синхронизации часов с помощью луча света. Физическая величина «скорость света» вводится здесь в формально-математические расчеты синхронизации часов (по условному замкнутому контуру) без учета какой-либо связи ее с реальными гравитационными полями и гравитирующими массами, так как по исходному вводимому условию в «эквивалентном гравитационном поле» их вообще нет! Абстрактная формально-математическая сущность расчетов эффектов влияния вращения на скорость света особенно наглядно проявляется в том, что когда с абстрактной вращающейся системой рассматривается уже реальное гравитирующее тело, вне зависимости от того, вращается ли это тело вместе с вращающейся системой или покоятся, эффект влияния вращения на скорость света остается неизменным. Другими словами, реальная действительность с электромагнитными полями в абстрактном формализме методов ОТО вообще оказывается излишней, так как портит фасад красивого здания математического тензорного аппарата ОТО. Именно поэтому скорость света и электромагнитные поля введены в общие уравнения ОТО, всего лишь, как дополнительные члены, без учета возможности существования между ними и реальными гравитирующими телами и их полями еще какой-то физической взаимосвязи. Ситуация с электромагнитными полями в ОТО еще более до драматизма обостряется, если поставить естественный вопрос, а влияют ли реальные гравитационные поля и тяготеющие массы на различные электромагнитные взаимодействия и явления? С большой долей вероятности можно утверждать, что массивное гравитирующее тело Земли вблизи ее поверх-

ности и электрическая и магнитная проницаемости физического вакуума несомненно должны иметь тесную физическую взаимосвязь.

Абстрактные допущения в известных методах ОТО, аналогично как и в абстрактных методах СТО, полностью обусловлены исходными ограниченными концепциями теорий, отвергающих возможность существования в рассматриваемом реальном пространстве какой-либо материальной физической среды. Если в СТО допущение существования в реальном пространстве любой материальной среды (эфира, физического вакуума) приводило к неэквивалентности систем отсчета, покоящихся и движущихся относительно этой среды, а следовательно, и к неприменимости к ним эйнштейновского принципа относительности, то в ОТО применительно к врачающимся системам отсчета допущение существования в рассматриваемом пространстве материальной среды приводило к необходимости учета как состояния этой среды по отношению к гравитирующему телу и его вращению, так и возможности физического взаимодействия среды с гравитирующим телом. А так как ограниченные методы ОТО, применительно к реальному пространству гравитационного поля и физического вакуума, ни одного, ни другого фактора не учитывают, то области практической применимости этой теории оказываются существенно ограниченными.

Особенно наглядно абстрактный характер методов ОТО обнаруживается при интерпретации явления искривления луча света вблизи Солнца [2, 3]. Согласно общепринятым представлениям ОТО, вблизи массивных гравитирующих тел метрика пространства оказывается искривленной, вследствие чего и по причине чего луч света, проходящий по этому искривленному пространству, искривляет свою траекторию. Никакой другой физической интерпретации явлению не дается, да и само явление искривления пространства никакой физической интерпретации не поддается. Предлагается просто принять на веру, что пространство действительно как-то искривлено, а о физической сути явления можно уже не думать. Так как масса Солнца, в общем, является величиной практически постоянной, то отклонение луча света около Солнца на заданном расстоянии от него, согласно известным эйнштейновским представлениям об искривлении пространства, должно быть величиной также строго постоянной и направленной строго по радиусу. Однако реальные наблюдения показывают, что отклонения луча света около Солнца при разных измерениях существенно отличаются друг от друга и более чем в два раза отличаются от предсказанного Эйнштейном отклонения. Кроме того, как будет показано ниже, обнаруживается явная нерадиальность отклонения луча света вблизи Солнца, в которой просматриваются элементы какой-то вихревой структуры явления. Поведенные исследования показывают [2], что непротиворечивая интерпретация этого явле-

ния оказывается возможной только при учете реальности существования около Солнца среды физического вакуума, которая вблизи поверхности массивного гравитирующего тела Солнца принимает участие во вращении вместе со светилом, чем и объясняется нерадиальность отклоняемых лучей света около Солнца.

В противоположность абстрактным методам ОТО, корректная физическая интерпретация явления искривления луча света около Солнца основывается, прежде всего, на допущении существования около массивного гравитирующего тела Солнца полностью увлекаемой им материальной среды физического вакуума, а во-вторых – физическими процессами внутри Солнца. Принимая во внимание, что в процессе происходящих в центре Солнца ядерных реакций и аннигиляции вещества, при которой реальная материя Солнца превращается в новую среду физического вакуума, то вблизи Солнца должны быть мощные истекающие из Солнца потоки среды физического вакуума. При наличии же градиента скоростей в материальном носителе света, как показано еще в работах Стокса по aberrации света, должны наблюдаться явления искривления луча света, проходящего через эту среду, что полностью объясняет физику искривления луча света около Солнца. Принимая во внимание еще увлечение материального носителя света вращением гравитирующего тела Солнца и незначительный наклон плоскости вращения Солнца к эклиптике (порядка 7°), то отклонение луча света около Солнца должно иметь определенную вихреобразную структуру, что в действительности и наблюдается. И особенно интересными оказались результаты анализа характера изменения угла отклонения луча света около Солнца в зависимости от 11-летнего цикла активности Солнца [2, 45]. Так как скорость истечения материальной среды физического вакуума из недр Солнца, как этого и следовало ожидать, должна зависеть от 11-летнего цикла активности Солнца, то сопоставление отклонения луча света около Солнца с активностью Солнца в эти годы, выраженного в числах Вульфа, обнаруживает удивительную корреляцию этих величин [2]. Угол отклонения луча света около Солнца при увеличении активности его в период 11-летнего цикла деятельности приводит к увеличению и угла отклонения луча света около Солнца. Как видно из рассмотренного, физика явления искривления луча света около Солнца оказалась куда более сложной и взаимосвязанной со многими другими физическими процессами на Солнце, знание которых может способствовать дальнейшему углублению наших знаний о Солнце в целом. Между тем как абстрактные ограниченные методы ОТО практически лишили физиков необходимости поднимать вопрос о какой либо физической интерпретации этого явления.

Таким образом, в окружающем нас реальном околоземном пространстве гравитационного поля и физического вакуума принцип относительности,

в общем случае, оказывается неприменимым. В условиях же на поверхности массивного гравитирующего тела Земли, общеизвестные нам законы механики, электродинамики и оптики не остаются неизменными в покоящейся на поверхности Земли системе отсчета и в любой движущейся равномерно и прямолинейно (или вращающейся) относительно нее. Принимая во внимание исключительно большие размеры орбиты Земли и размеры самой Земли, с определенным приближением можно считать движение неподвижной относительно поверхности Земли лабораторной системы отсчета в космическом пространстве как равномерное и прямолинейное. Даже более того, если бы Земля двигалась в космическом пространстве как одиночное тело равномерно и прямолинейно и не вращалась около своей оси, то и в этом случае сказанное относительно ограниченности применимости принципа относительности к покоящейся и движущейся относительно поверхности Земли систем отсчета остается справедливым. Тем не менее, в реальном пространстве гравитационного поля и физического вакуума принцип относительности частично (в формулировки одинаковости законов механики, электродинамики и оптики в покоящейся и в движущейся системах отсчета) может быть применим, но только для физически эквивалентных систем отсчета. Например, в условиях на поверхности массивного гравитирующего тела Земли законы механики, электродинамики и оптики остаются такими же, как и в условиях на поверхности массивного гравитирующего тела Марса, так как физические условия на этих планетах достаточно близки и практически одинаковы их массы. С каждой из рассматриваемых систем отсчета связана значительная гравитационная масса небесного тела, и обе планеты находятся сравнительно далеко от возмущающего действия гравитационного поля еще более массивного тела Солнца. Однако на этом и ограничивается применимость принципа относительности. Следует еще раз отметить, что в общем понятии принципа относительности заключено два основополагающих утверждения: а) одинаковость законов механики, электродинамики и оптики в движущихся относительно друг друга инерциальных системах отсчета; б) инвариантность уравнений механики, электродинамики и оптики в движущихся относительно друг друга системах отсчета. В реальном пространстве гравитационного поля и физического вакуума первое утверждение принципа относительности – одинаковость выражения законов механики и электродинамики – применимо только для не связанных между собой физически эквивалентных систем отсчета, между тем как второе утверждение принципа относительности – инвариантность уравнений – вообще неприменимо в реальном пространстве физического вакуума, так как одна и та же точка пространства в среде физического вакуума в покоящейся и в движущейся системах отсчета находится заведомо в не эквива-

лентных физических условиях. Если допустить, что из двух примерно эквивалентных рассматриваемых систем отсчета, связанных с Землей и Марсом, одна находилась бы существенно ближе к массивному гравитирующему телу Солнца, то такие системы отсчета уже нельзя было бы рассматривать как физически эквивалентные системы отсчета. Кроме того, если в космическом пространстве допустить существование двух изолированных от других гравитирующих тел и физически не связанные между собой систем отсчета, движущиеся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, но с одной из этих систем было бы связано какое-то массивное гравитирующее тело, то данные системы отсчета также были бы заведомо физически не эквивалентными [2,3]. Даже механические явления в одной и другой системе отсчета в этом случае существенно бы отличались друг от друга. Если в одной системе отсчета (без гравитирующей массы) движение любого пробного тела всегда стремилось бы сохранять состояние покоя или прямолинейного и равномерного движения, то в другой системе отсчета (с гравитирующей массой) на аналогичные же состояния пробного тела всегда накладывалось бы еще равноускоренное движение от взаимодействия пробного тела с массой гравитирующего тела.

Значительные трудности при использовании абстрактных и формальных по своей сущности методов ОТО возникают и при определении размеров любых вращающихся систем отсчета, так как даже при незначительной угловой скорости вращения системы отсчета всегда возможно выбрать размеры вращающейся системы такими, что линейные скорости вращения на периферии такой системы могут оказаться в любое число раз большими скорости света, что с физической точки зрения, недопустимо. В связи с этим в ОТО вынуждены вносить произвольные ограничения на размеры любых вращающихся систем отсчета, так как для систем вращающихся с разными угловыми скоростями эти ограничения оказываются, естественно, различными.

Можно было бы привести еще и ряд других существенных недостатков абстрактных по своему существу СТО пустого пространства и ОТО пустого общековариантного пространства, подменяющих осмысленное физическое понимание происходящих процессов абстрактными понятиями и выводами такими как: искривленное пространство, изменяющееся от скорости времени, изменяющаяся от скорости масса, изменяющиеся от скорости размеры и т.д.

Интересно привести, например, высказывание Кузнецова И.В., довольно полно характеризующее как здравые рассуждения современного физика-материалиста, так и чисто абстрактное понимание в СТО и ОТО эффектов замедления времени жизни движущегося мезона: «Когда говорят об экспериментальном подтверждении теории относительности, то физик-материалист имеет в виду совсем не то, что хотят представить Эйнштейн и

эйнштейнианцы. Возьмем например, известный факт изменения времени распада движущегося мезона по сравнению с временем распада покоящегося мезона. Для Эйнштейна дело заключается в том, что наблюдатель «отнес» мезон к другой системе координат, в зависимости от этого и вследствие этого и произошло изменение скорости распада мезона.

Физик-материалист понимает этот факт совсем по-иному. Время распада мезона стало иным потому, что движущийся мезон – это мезон, существующий в других условиях, в других связях и отношениях к окружающим его материальным телам. Поэтому у него и другая ритмика процессов, поэтому и время распада у него другое» [46].

Можно ли углублять понимание физической сути явления, основываясь на методах СТО и ОТО, если сами исходные понятия этих методов являются априорными допущениями, которые явились прямым следствием введения в физику формализма абсолютно пустого не реального 4-х мерного пространства. Однако допущение реальности существования универсальной мировой среды, ставит на повестку дня очевидные проблемы, связанные с необходимостью описания общих физических свойств этой среды. Как и для любой другой реальной материальной среды, основные свойства среды физического вакуума должны быть выражены в математической форме в виде уравнений состояния среды, уравнений движения и уравнений для полей в этой среде и т.д. Причем вывод необходимых уравнений для материальной среды физического вакуума существенно усложняется тем, что вывод этих уравнений сразу же должен согласовываться с огромным накопленным до настоящего времени теоретическим и экспериментальным фактическим материалом. На первом этапе материальная среда физического вакуума должна быть описана, прежде всего, в макроскопическом представлении как непрерывная материальная среда и в микроскопическом представлении как дискретная материальная среда. На следующем этапе можно задаться уже вопросами структурного строения самой среды и составляющих ее дискретных элементов. Но при построении любых новых теорий и моделей материальной среды необходимо исходить, прежде всего, из накопленных до настоящего времени человечеством знаний, а также имеющегося огромного теоретического и экспериментального фактического материала.

4. Инвариантность законов механики и электродинамики в реальном пространстве

В рамках представлений абстрагированного абсолютно пустого пространства СТО рассмотрим, например, взаимодействие покоящегося в ис-

ходной лабораторной системе отсчета K электрического заряда q с постоянным электрическим полем E бесконечно равномерно заряженной нити, находящейся от заряда q на расстоянии R :

$$F = Eq. \quad (4.1)$$

Исходными полями в покоящейся лабораторной системе являются поля

$$\mathbf{E} \neq 0, \quad (4.2)$$

$$\mathbf{H} = 0. \quad (4.3)$$

Если рассмотреть теперь другую систему отсчета K' , движущуюся со скоростью V вдоль оси X относительно системы отсчета K равномерно и прямо-линейно, то относительно этой системы отсчета электрическое поле E и заряд q находятся уже в движении. Используя формулы преобразования для полей СТО и учитывая, что рассматривается взаимодействие заряда q с вертикальной компонентой электрического поля E_z , для электрического E' и магнитного H' полей в движущейся системе отсчета K' будем иметь (где $\beta = V/C$)

$$E'_z = \frac{E_z}{\sqrt{1-V^2/C^2}}, \quad (4.4)$$

$$H'_y = \frac{\beta E_z}{\sqrt{1-V^2/C^2}}, \quad (4.5)$$

откуда для силы взаимодействия F' в движущейся системе отсчета K' будем иметь

$$F' = E'_z q - q(\beta H'_y). \quad (4.6)$$

Принимая во внимание (4.4), (4.5), для силы взаимодействия F' в движущейся системе отсчета получаем

$$F' = E_z q \left(\sqrt{1-V^2/C^2} \right), \quad (4.7)$$

что несколько отличается от выражения для силы взаимодействия в покоящейся системе отсчета K (1). Однако, если поля (4.4), (4.5) в системе отсчета K' принять за исходные и применить к ним преобразования полей СТО для отыскания их значения в начальной исходной системе отсчета K , то обнаружим

$$E''_z = \frac{E'_z + \beta H'_y}{\sqrt{1-V^2/C^2}}, \quad (4.8)$$

$$H''_y = \frac{H'_y - \beta E'_z}{\sqrt{1-V^2/C^2}}. \quad (4.9)$$

Принимая во внимание (4.4), (4.5), для полей в исходной покоящейся системе отсчета K вновь получаем

$$E''_z = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/C^2}} \left(\frac{E_z}{\sqrt{1-V^2/C^2}} - \frac{\beta^2 E_z}{\sqrt{1-V^2/C^2}} \right) = E_z, \quad (4.10)$$

$$H''_z = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/C^2}} \left(\frac{\beta E_z}{\sqrt{1-V^2/C^2}} - \frac{\beta E_z}{\sqrt{1-V^2/C^2}} \right) = 0, \quad (4.11)$$

т.е. получаем исходные поля в покоящейся лабораторной системе отсчета K (4.4), (4.5). Тождественная эквивалентность полученных в исходной системе отсчета K электрических и магнитных полей путем циклического перехода из одной системы отсчета в другую и обратно отражает собой, согласно известным представлениям, полную инвариантность уравнений для полей относительно преобразований Лоренца, что отражает, в свою очередь, и полную применимость принципа относительности к описываемому электромагнитному явлению.

Можно показать, если явление взаимодействия покоящегося электрического заряда q с электрическим полем \mathbf{E} бесконечно длинной равномерно заряженной нити рассмотреть с позиций применимости к этому электромагнитному явлению преобразования координат и принципа относительности Галилея, то после циклических преобразований для исходных электрических и магнитных полей в лабораторной системе отсчета получаем

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{E}(1 - V^2/C^2) \neq \mathbf{E}, \quad (4.12)$$

$$\mathbf{H}'' = 0. \quad (4.13)$$

Сопоставляя (4.4), (4.5) с (4.12), (4.13), обнаруживаем, что мы уже не получаем первоначальных полей \mathbf{E} , \mathbf{H} в исходной покоящейся лабораторной системе отсчета.

Следовательно, уравнения электродинамики не инвариантны относительно преобразований Галилея и принцип относительности к ним для покоящейся и движущейся систем отсчета в полной мере не применим. Более того, даже для физически эквивалентных реальных систем отсчета, связанных, например, с Землей и Марсом, для которых полностью выполнимо первое утверждение принципа относительности об одинаковости выражения законов механики и электродинамики, принцип относительности Галилея не применим по причине ограниченности кинематических формул для преобразования координат и общих представлений о пустом пространстве.

Таким образом, применительно к реальному околоземному и космическому пространству, принцип относительности не применим ни в классическом, ни в релятивистском его приближениях. Что касается понимания фи-

зического существа **принципа относительности**, то оно должно основываться, как отмечалось уже выше, на двух основополагающих утверждениях. **Принципа относительности** – одинаковости выражения законов механики и электродинамики в двух физически эквивалентных гравитирующих системах отсчета и **инвариантности уравнений**, описывающих эти законы в одной и другой системе отсчета, фундаментальность которых существенно различна. Первое утверждение принципа относительности применительно к реальному пространству гравитационного поля и физического вакуума применимо только в частном случае физически полностью эквивалентных систем отсчета, связанных с **эквивалентными массивными** гравитирующими телами и удаленными от других гравитирующих систем отсчета. Но даже для таких физически эквивалентных систем отсчета в реальном пространстве гравитационного поля и физического вакуума, второе утверждение принципа относительности – **инвариантности уравнений механики и электродинамики**, является заведомо неприемлемым. Для физически же эквивалентных систем отсчета, не связанных с массивными гравитирующими телами, но движущихся относительно друг друга инерциально, ни первое, ни второе утверждение принципа относительности оказываются уже не применимыми. Постоянство скорости света и ее величина являются физическими характеристиками среды физического вакуума и связанного с ним гравитационного поля, и поэтому **скорость света** не может относиться к понятию физического «принципа относительности» в одной и другой системе отсчета, находящихся в одной и той же среде физического вакуума. Из приведенного выше анализа видно, что принцип относительности, как частный, так и общий, полностью потеряли свою фундаментальную значимость и в любой материальной среде реального пространства применимость их ограничена.

5. Аксиоматические основы научных теорий

Известно, что континуум объективно существующего и не зависящего от нас окружающего мира определяется следующими основными понятиями: **пространство, материя и ее движение**. Все остальное, как отмечалось уже выше, относится к категориям, не зависящим от субъекта объективной действительности, описываемой субъектом посредством его собственных субъективно-абстрактных методов отражения окружающего его мира.

Причем, как также отмечалось уже выше, от степени законченности и полноты формирования всех основополагающих концепций и установления правильной их взаимосвязи между собой в значительной степени зависит

объективность описания и достоверность отражения явлений объективной действительности.

Известно, что впервые основополагающие аксиомы Естествознания начали вводиться еще Евклидом [47]. Даже на том, далеком от современной науки, начальном периоде развития научных представлений, прежде чем развивать свои теоретические построения о новых научных знаниях, Евклид нашел очень важным и нужным дать начальные определения исходным основополагающим понятиям. Причем сначала Евклид даёт **определения** тем понятиям, которые он использует при формулировке самих постулатов и аксиом. Мы не будем останавливаться на всех начальных определениях Евклида (детальному анализу этой проблемы с позиций современных представлений необходимо было бы посвятить отдельную книгу), которые были весьма необходимыми для того времени (некоторые из них не потеряли своей актуальности, вообще-то, и в настоящее время!), но в качестве примера перечислим ряд основных понятий, которые определил сам Евклид.

На первом месте знаменитое определение понятия «точка»: «Точка есть то, что не имеет частей». Далее приводятся определения понятий: линия, прямая линия, поверхность, угол и понятия о различных геометрических фигурах и т.д. После этого Евклид приводит **постулаты**, не определяя само понятие «постулат» [47]. Насчет строгости формулировок, приемлемости постулатов и аксиом Евклида в настоящее время можно, конечно, со многим не соглашаться или ввести соответствующие дополнения или изменения, однако насколько исключительно большое значение придавал Евклид правильности формулировкам новых вводимых им понятий и определений, видно из следующих примеров [47]:

«Постулаты

1. От всякой точки до всякой точки можно провести прямую линию.
2. Ограниченную прямую можно непрерывно продолжать по прямой.
3. Из всякого центра и всяким раствором может быть описан круг.
4. (Акс. 10) И что все прямые углы равны между собой.
5. (Акс. 11) И если прямая, падающая на две прямые, образует внутренние и по одну сторону углы, меньше двух прямых, то продолженные эти две прямые неограниченно встретятся с той стороны, где углы меньше двух прямых»...

Дальше идет заголовок

«Общие понятия (Аксиомы)

1. Равные одному и тому же равны между собой.
2. И если к равным прибавляются равные, то и целые будут равны.
3. И если от равных отнимаются равные, то остатки будут равны.

-
- 4. И если к неравным прибавляются равные, то целые будут не равны.
 - 5. И удвоенные одного и того же равны между собой.
 - 6. И половины одного и того же равны между собой.
 - 7. И совмещающиеся друг с другом равны между собой.
 - 8. И целое больше части.
 - 9. И две прямые не содержат пространства».

«Трудно поверить, но это так. Приведенная информация является фундаментом для всех точных наук (не только в прошлом, но даже и в настоящем времени она не потеряла своей актуальности). Постулаты 4, 5 (в скобках) значатся, как десятая и одиннадцатая аксиомы. Нам не известно, почему четвертое и пятое постулированные утверждения отнесены Евклидом к аксиомам. Или надо полагать, что их можно считать одновременно и постулатами и аксиомами. Конечно, если бы Евклид определил понятия «Постулат» и «Аксиома», то четвертый и пятый постулаты могли бы оказаться в списке аксиом» [48].

Последователи Евклида и Ньютона также не придали в свое время большого значения точности формулировок как этих, так и других понятий, поэтому процесс отнесения основополагающих научных утверждений к классу аксиом или к классу постулатов принял хаотический характер. Если на начальном этапе становления новых научных знаний ученые еще задумывались над важностью точности начальных формулировок основополагающих положений, определений, аксиом, постулатов, то в дальнейшем, тем более в XIX и XX веке, физики мало уже задумывались над необходимостью утруждать себе этой второстепенной, на их взгляд, работой. Каждый ученый, не имея четкого критерия оценки сущности своих основополагающих научных утверждений, определял их на свое усмотрение, без необходимости согласовывать эти утверждения с общепринятыми утверждениями других авторов. Из-за всеобщего произвола в выборе и формулировке учеными исходных понятий в своих теориях, все более и более усугублялось и без того кризисное состояние во всей современной науке. В результате такого повсеместного произвола в формулировке исходных физических и философских понятий и определений, физики даже из одной области исследования порой вообще перестают понимать друг друга. Ситуация оказывается еще более плачевной, когда речь идет об ученых из разных областей знаний. Создается впечатление, что мы не сможем осознать безвыходность сложившейся в современной науке ситуации до тех пор, пока признаки глубочайшего кризиса в теоретической физике предельно не обнажатся. «Мы не сможем преодолеть этот кризис, если не наведем порядок в основополагающих научных понятиях, которыми мы пользуемся» [48].

Проблема установления правильных и точных формулировок исходных физических и философских понятий любой физической теории далеко не простое дело, учитывая, что эти понятия обязательно должны быть единими и общими для всех теорий, которые создаются разными авторами. Только в этом случае можно развивать общие для всех и нужные для всех научные знания. Важность этой проблемы в настоящее время оказывается еще более актуальной, принимая во внимание, что для современной науки знаний Евклида и Ньютона [47, 49] о важной роли точности определения исходных понятий физических теорий оказывается уже далеко не достаточным. Рассмотрим, для примера, 2-й постулат Евклида ...

2. От всякой точки до всякой точки можно провести прямую линию.

Если подобная формулировка постулата во времена Евклида была вполне достаточной, то в наше время, когда уже явно обнажились недостатки и противоречия между различными теориями, подобная формулировка требует уже дополнительных пояснений. Ситуация осложняется еще тем, что современный ученый либо вообще игнорирует необходимость заниматься определением каких-то еще исходных понятий, либо не может дать четких и однозначных определений этим понятиям и весьма произвольно использует их в своих теоретических построениях. Другие авторы, наоборот, вопреки многим уже известным и установленнымся понятиям и определениям, очень легко вводят настолько много новых понятий и определений, что вызывает сомнение знакомство автора с тем, что накоплено уже человечеством до него. Прежде всего, сформулируем понятия **Аксиомы** и **Постулат**, как это записано в современном философском энциклопедическом словаре [50]:

- **Аксиома** – это положение некоторой данной теории, которое при дедуктивном построении этой теории не доказывается в ней, а принимается за исходное, отправное, лежащее в основе доказательств других предложений этой теории.
- **Постулат** – это суждение, которым пользуются для доказательства как исходным, но не обладающим еще самоочевидностью.

Более четко и лаконично это утверждение сформулировано автором [51], которым мы воспользуемся:

- **Аксиома** – очевидное утверждение, не требующее экспериментальной проверки и не имеющее исключений.
- **Постулат** – неочевидное утверждение, достоверность которого доказывается только экспериментальным путем или следует из экспериментов.

В качестве примера детального анализа существа одного из вводимого понятия рассмотрим 2-й постулат Евклида:

2. От всякой точки до всякой точки можно провести прямую линию.

В данном определении остается много неясностей, от которых могут быть сделаны неоднозначные заключения. Прежде всего, неясно, где расположены рассматриваемые точки? В пространстве? На плоскости или на прямой? Если в пространстве, то в каком пространстве – в реальном или в абстрактном математическом пространстве? Так как Евклид оперировал геометрическими построениями, то пространство, очевидно, мыслится как абстрактное математическое. Но в абстрактном математическом пространстве *от точки до всякой другой точки можно провести прямую линию только определенной длины*. Следовательно, дополнительная информация «*только определенной длины*» должна принадлежать также этому же **постулату**. Кроме того, чтобы данный **постулат** стал обладать свойством **самоочевидности** (согласно определению!), он должен быть еще проверен опытным путем посредством определенных геометрических измерений. Допустим, что мы такие измерения провели в некотором подобии абстрактного математического пространства – определив в реальном пространстве, где мы находимся, две точки и соединив их прямой линией (условной или реальной) с помощью абсолютно прямой (мыслимой или абстрактной) линейки. При этом мы полагаем, что эти две точки и соединяющая их прямая моделируют некое абстрактное математическое пространство с идеальными, не зависящими от субъекта и от всех окружающих нас реальных материальных тел свойствами, что данная прямая остается всегда **абсолютно прямой** и расстояние между точками **абсолютно неизменными**. И даже несмотря на то, что моделируемое абстрактное математическое пространство в действительности находится все же в реальном пространстве вблизи массивного гравитирующего тела Земли, установленные постулатом самоочевидные свойства двух точек, соединяющей их абсолютно прямой и неизменном расстоянии между данными точками в нашем абстрактном математическом пространстве постулируются всегда остающимися неизменными. Из приведенных логически связанных рассуждений видно, что постулирование свойства двух точек и прямой, соединяющей их, привязывается Евклидом, по определению, только к абстрактному, ни от чего не зависящему и реально не существующему в действительности математическому пространству, которое придумано и введено самим человеком-субъектом как некоторый эталон. Необходимость введения «абсолютного» эталона для субъекта была вызвана острой необходимостью делать точные сравнительные измерения. Из данных логически связанных рассуждений видно, что если кроме окружающего нас реального пространства в неподвижной относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли системы отсчета, допустить существование еще другого окружающего нас реального пространства, но в движущейся относительно поверхности массивного гравитирующего тела

Земли системе отсчета, то постулируемые свойства *двух точек и соединяющей их абсолютной прямой и с определенной длиной отрезка прямой между этими точками* должны оставаться, очевидно, также абсолютно неизменными и при наблюдении их и из движущейся системы отсчета.

Это один из примеров последовательных логических рассуждений, раскрывающих смысл и содержание постулируемого Евклидом исходного понятия – *от всякой точки до всякой точки можно провести прямую линию*, – но примененных уже для случая двух точек и соединяющей их прямой в реальном окружающем нас пространстве. В конечном счете, все определения, аксиомы, постулаты и т.д., а также различные дополнительные математические построения создаются человеком-субъектом именно для того, чтобы в дальнейшем придать им смысл определенной физической теории для описания явлений реальной действительности. Данные логические рассуждения, применительно к известным физическим теориям, неожиданно привели нас к важному для современной физики следствию, что используемые в настоящее время выводы СТО об изменении длины отрезка прямой в покоящейся и в движущейся системах отсчета противоречат исходным начальным постулатам естествознания. Следовательно, можно уже сделать вывод, что некоторые основополагающие утверждения СТО содержат в себе какие-то глубоко ошибочные исходные положения (например, априорные выводы об абсолютно пустом пространстве, априорные выводы о физической симметрии свойств пространства покоящейся и движущейся систем отсчета, о применимости принципа относительности в реальном пространстве), которые не учитывают каких-то важных физических условий реального пространства.

Рассмотренный выше пример наглядно показывает, что при любых теоретических построениях ученый-субъект вынужден оперировать как большим количеством исходных основополагающим положений, определений, аксиом, постулатов, которые он вынужден вводить сам, абстрагируясь от реальности, так и большим количеством чисто физических понятий, связанных со свойствами реальных частиц, зарядов, тел и материальных сред, закономерностями взаимодействия частиц и тел в статике и в динамике и т.д., в описании которых используются, опять же, как абстрактный математический аппарат, так и введенные им исходные аксиоматические понятия и определения. При построении полноценной физической теории исключительно важно еще учитывать и основополагающие исходные понятия чисто философского характера. Так что процесс построения любой физической теории – это исключительно сложный творческий процесс человека-субъекта. Полнота физической теории в значительной степени опре-

деляется как объемом первичной информации, которой владеет ученый-субъект, так и его творческими способностями и одаренностью.

Как видно из рассмотренного выше, процесс определения правильной и точной формулировки начальных физических и философских исходных положений любой теории действительно является, с одной стороны, трудной, а с другой стороны, исключительно важной и актуальной проблемой. В последнее время проблемам аксиоматики в естествознании в открытых публикациях уделяется исключительно мало внимания, между тем как этой проблеме следовало бы посвятить отдельную книгу с детальным разбором существа содержания хотя бы основных основополагающих понятий и определений. Но так как цель данной книги несколько иная, то ограничимся пока только сжатым изложением требуемых для современной теории основополагающих исходных аксиом, принципов, постулатов.

6. Выводы, применимые к реальному пространству

Таким образом, на основании вышеизложенного, можно сделать вывод, что для отражения реального пространства субъект вынужденно создает, прежде всего, свою систему исходных основополагающих понятий и определений, свою абстрактную модель однородного и ни от чего не зависящего изотропного абсолютно пустого пространства, наделенного мерностью и единицей длины, введенных им же, в связи с острой жизненной необходимостью измерять. Следовательно, понятия **координатная система отсчета, мерность пространства и единица длины**, как отмечалось уже выше, являются чисто **субъективными понятиями**. В объективной же действительности нет ни координатных систем отсчета, ни мерности пространства, ни единиц длины, так как в самой природе эти понятия сами собой не определяемы. Тем более в объективной действительности нет никаких исходных основополагающих понятий, кроме вводимых самим же субъектом.

Для того чтобы избежать искажений в описании процессов в реальной действительности, избежать субъективности и формально-математической абстрактности в отражении действительности, необходимо постоянно помнить, что все построения субъекта носят только вспомогательный характер и необходимы только для него самого. Но если теория создается им только для него одного, то она должны быть предельно проста и носить абсолютный не зависящий ни от самого субъекта, ни от реальной действительности характер. Если теория создается субъектом не только для него одного, то свою систему исходных основополагающих понятий и определений субъект обязан еще согласовать также с аналогичной системой понятий других авторов. Только в этом случае субъект (группа субъектов) сможет точно оце-

нить относительно своего абстрагированного никогда не меняющегося и не от чего не зависящего идеального пустого пространства, что происходит в окружающем его (их) **изменяемом реальном пространстве** на любых уровнях дискретности и структуры заполняющей его материи. Причем, минимально необходимой и достаточной мерностью пространства в абстрагированной модели субъекта является трех координатная декартовая система измерений, которая легко может быть сопоставлена с любой точкой реального пространства.

Далее аналогичным же образом, как отмечалось уже выше, для отражения процесса **движения материи, вещества и материальных тел** в реальном пространстве субъект вводит свою систему не существующих в реальном мире абстрактно отвлеченных и субъективных исходных понятий единиц движения. Выбрав наиболее подходящее вращающееся тело за эталонное и абсолютизировав его вращение предположением (здесь особенно очевидно, что данные основополагающие понятия и определения должны быть обязательно общими и для всех других субъектов!), что цикличность его абсолютно повторяется, субъект вводит понятие «**единица движения**», которое названо им уже как единица (криволинейного) времени. Следовательно, понятие время, мерное время есть также чисто субъективный продукт человека, который в объективной действительности соответствует бесконечному и безмерному движению. Следовательно, в реальной действительности никакого **времени и его мерности** просто не существует, а есть только бесконечный процесс движения (масс, тел), подчиняющийся законам причинно-следственной связи. Так как времени реально не существует, то общепринято повсеместно используемое определение, что **материя существует в пространстве и во времени**, следует считать чисто субъективным определением, между тем как для объективной оценки следовало бы правильно говорить, что **материя существует в пространстве и в движении**. Основополагающие исходные понятия **время, единица времени, мерность времени**, аналогично как и все другие нужные для отражения реальной действительности аксиоматические исходные понятия естествознания, необходимость которых была открыто заявлена еще в свое время Евклидом, также представляют собой чисто субъективные абстрактно-математические построения.

То же самое, аналогично вышесказанному, должно быть сделано субъектом и с введением определений и понятий мерности материи или мерности реально ощущимой ее формы в виде вещества, путем введения субъективного понятия **массы** как некоего эквивалента **количества вещества**, определив его посредством измерений некоторых объективных физических параметров, таких как **сила и ускорение**. Но применительно к понятию

материя мы, прежде всего, должны дать еще философское определение понятия самой материи как объективной реальности, существующей вне и независимо от нашего сознания и т.д. Кроме того, должно быть дано четкое определение, что объективное отражение реальной действительности может основываться только на материалистических представлений что материя первична, а сознание вторично.

Согласно современным представлениям считается, что **масса** как физическая количественная характеристика материи и конкретного реального вещества является мерой одновременно таких измеряемых ее характеристик, как **гравитационные и инерционные** свойства. Следовательно, количественная характеристика **массы** ставится в прямое соответствие с количественными характеристиками ее **гравитационных и инерционных** свойств, для измерения которых также необходимо введение системы определенных исходных понятий. Но если еще учесть дополнительную чисто физическую информацию, что кроме гравитационной и инерционной массы, реально существуют еще **электромагнитная масса** и «**скрытая масса**», то процесс определения мерности материи или реального вещества путем введения понятия **массы** оказывается далеко не простым делом, которое требует многочисленных дополнений и уточнений. Требуется дополнительная информация о физических свойствах материи реального вещества и разных типов массы и их гравитационных и инерционных свойствах.

Изучая явления в окружающей нас действительности, человек обнаружил, как отмечено было уже выше, что механические явления остаются неизменными в движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно замкнутых (или мысленно локально разделенных) инерциальных системах отсчета (конечно, здесь опять же необходимо дать четкое определение всем исходным понятиям, таким как *системы отсчета, физическая эквивалентность движущихся относительно друг друга систем отсчета, абстрактное математическое пустое пространство, пустое реальное пространство, реальное пространство с непрерывной материальной средой, инерциальные и не инерционные системы отчета применительно к реальной действительности и основным исходным кинематическим понятиям* [2–10, 35–38]). Неправомерно обобщив эти явления на все уровни неосязаемой материи (в осозаемой даже воздушной материальной среде, например, механические явления в инерциальных системах отсчета, в общем, не остаются неизменными), субъект вводит, как отмечалось уже выше, ошибочное исходное понятие **фундаментального физического принципа относительности**. И, как следствие, на уровне неосозаемой ранее человеком **среды физического вакуума**, но экспериментально обнаруживаемой уже в настоящее время, принцип относительности оказался неприменимым, приведя современную физику к тому тупику, который существует в на-

стоящее время. Вообще то, в физическое понятие **принципа относительности**, как отмечалось уже выше, входят два основополагающих утверждения, фундаментальная значимость которых существенно различна (повторение-материя учения!).

Первое утверждение принципа относительности гласит, что все явления механики, квантовой механики, оптики, электродинамики остаются неизменными в инерциальных системах отсчета. Фундаментальное значение этого принципа, до уровня дискретной среды физического вакуума включительно, остается справедливым только для физически полностью эквивалентных реальных как инерциальных, так и не инерциальных систем отсчета. Такими системами отсчета в реальной действительности, повторим еще раз для напоминания, являются системы отсчета, связанные с поверхностью пространственно удаленных друг от друга одинаковых массивных гравитирующих тел. Например, система отсчета, связанная с поверхностью массивного гравитирующего тела Земли, и примерно эквивалентная система отсчета, связанная с поверхностью массивного гравитирующего тела Марса, можно считать практически физически эквивалентными системами отсчета, в которых первое утверждение принципа относительности остается справедливым. Но это пример только частично физически эквивалентных систем отсчета, между тем как существование идеальных эквивалентных систем отсчета маловероятно. В данных эквивалентных условиях как воздух (атмосфера), так и более мелкая среда физического вакуума на поверхности гравитирующих тел полностью увлекаются этими телами и будут эквивалентны полностью замкнутым системам отсчета, увлекающих с собой материальную среду. Ошибки А. Эйнштейна заключаются в том, что во всех своих мысленных экспериментах с покоящимися и с движущимися системами отчета в СТО, он никогда не связывал их с гравитационными полями и гравитирующими телами, с которыми практически приходится иметь дело в повседневной реальной действительности. А. Эйнштейн так и не смог установить наличия действительной физической связи между электромагнитными и гравитационными полями. Поэтому применительно к условиям на поверхности Земли, в своих мысленных экспериментах не видел существенного отличия между системой отсчета связанной с поверхностью массивного гравитирующего тела Земли и движущейся относительно ее равномерно и прямолинейно и связанной только с координатной системой и абстрактным наблюдателем.

Второе утверждение принципа относительности гласит, что уравнения механики, квантовой механики, оптики и электродинамики остаются неизменными для движущихся относительно друг друга инерциальных систем отсчета. К сожалению, в реальном окружающем нас пространстве, как

отмечалось уже выше, ни одна точка пространства среды физического вакуума не может быть в физически эквивалентных условиях одновременно в покоящейся и движущейся относительно нее как инерциальном, так и неинерциальном системах отсчета. Поэтому в реальном окружающем нас пространстве, при допущении существования в ней любой формы непрерывной материальной среды, **второе утверждение принципа относительности является вообще не применимым** ни в одной точке реального пространства и этот принцип лишен какого-либо фундаментального содержания. Введение фундаментального понятия инвариантности уравнений в физике в полном виде оказалось возможным после того, когда была принята концепция Эйнштейна – полностью отказаться от существования в пространстве любой материальной среды-эфира. Именно для абсолютно пустого пространства, в отсутствие гравитирующих тел, утверждение об инвариантности уравнений механики и электродинамики оказывается допустимым, однако попытки переноса следствий такой теории на реальное пространство приводят, как известно, к неразрешимым парадоксам. Ошибочность исходного понятия, априорно введенного А. Эйнштейном в его теории относительности, привело к грубейшим ошибочным следствиям его теории применительно к реальному окружающему нас пространству гравитационного поля и физического вакуума. Это один из наглядных примеров, как ошибочно сформулированные исходные аксиоматические положения теории приводят к грубым ошибкам всей теории в целом.

Предлагаемая ниже новая электромагнитная теория для реального околосолнечного пространства гравитационного поля и физического вакуума также должна основываться на системе своих основополагающих исходных определений, положений, аксиом и постулатов, которые должны находиться, с одной стороны, в соответствии с уже известными фактами, а, с другой стороны, учитывая ошибки предшествующих теорий, в них должны быть внесены необходимые дополнения и изменения. В первой главе предыдущей части работы частично уже говорилось о необходимости изменений ряда основополагающих ошибочных исходных положений СТО и ОТО (о взаимной обращаемости массы и энергии, о дуализме «частица-волн», искривления пространства и т.д. и т.п.), а также некоторых ошибочных основополагающих философских и физических понятий, то следующая глава и следующие части работы будут посвящены уже анализу только электромагнитных явлений и анализу противоречий и парадоксов современной электродинамики. Дальнейшие изменения и дополнения исходных положений и концепций новой физической теории будут проводиться по мере изложения всего теоретического и экспериментального материала и появления новых физических фактов и новых физических явлений.

Литература

1. Эйнштейн А. Эволюция физики. – М.,Наука, 1948. – С.165.
2. Николаев Г.В. Законы механики и электродинамики околоземного пространства. Кн.1, с. 541 – Гос. регистрация N77007254, Б324555 от V.1974 г.
3. Николаев Г.В. Границы применимости классической и релятивистской электродинамики в околоземном пространстве. стр. 156. – Гос. регистрация N77007254, Б340882 от X.1974 г.
4. Николаев Г.В. О законах электродинамики и оптики во вращающихся относительно Земли системах отсчёта. – Деп. ВИНТИ, рег. N2911-74. | Р/ж. Физика, 1975, 4Б49. – Известия ВУЗов, Физика, N 1, 1975, 156.
5. Николаев Г.В., Окулов Б.В. К вопросу об экспериментальном обосновании принципа относительности. – Деп. ВИНТИ, рег. N3064-74. | Р/ж. Физика, 1975, 5Б57. – Известия ВУЗов, Физика, N 8, 1975, 155.
- 6 Николаев Г.В. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчёта. – Деп. ВИНТИ, рег. N1937-75. | Р/ж. Физика, 1975, 10Б. – Известия ВУЗов, Физика, N 8, 1975, 155.
7. Николаев Г.В. Об электродинамическом аналоге уравнения давления Бернуlli для электронов проводимости в кристаллической решётке проводника. – Деп. ВИНТИ, N1938-75. | Р/ж. Физика, 1975, 11Е96. – Известия ВУЗов, Физика, N 8, 1975, 155.
8. Николаев Г.В. Эффект Холла и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчёта. – Деп. ВИНТИ, рег. N2507-75. | Р/ж. Физика, 1976, 12Б85. – Известия ВУЗов, Физика, N11, 1975, 159.
9. Николаев Г.В. Об ограниченности классической и релятивистской электродинамики в условиях на поверхности Земли. – Деп. ВИНТИ, рег. N3277-75. |Р/ж. Физика, 1976, 3Б76. – Изв. ВУЗов, Физика, N3, 1976, 156.
10. Николаев Г.В. О проверке фундаментальных соотношений на ИСЗ. - Деп. ВИНТИ, рег. N3429-75. | Р/ж. Физика, 1976, 4Б80. – Известия ВУЗов, Физика, N 3, 1976, 157.
11. Кузнецов И.В. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд-во АН СССР, 1952. – С. 71.
12. Лебедев Т.А. О некоторых дискуссионных вопросах современной физики, 1956 г.
13. Дирак П. // Nature. – 1951. – Vol. V. – P. 166.
14. Блохинцев Д.И. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд-во АН СССР, 1952, С. 393.
15. Бернал Дж. Наука в истории общества. – М.: ИЛ, 1956.
16. Франкфурт У.И. Специальная и общая теории относительности. – М.: Наука, 1968.

-
17. Франкфурт У.И., Френк А.М. Оптика движущихся тел. – М.: Наука, 1972.
 18. Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. – М.: Изд-во ТТЛ, 1955.
 19. Вавилов С.И. Экспериментальные основания теории относительности. – М-Л. 1928.
 20. Франкфурт У.И. Очерки по истории специальной теории относительности. – М.: Наука, 1961.
 21. Дирак П. Эволюция взглядов физиков на картину природы // Вопросы философии. – 1963. – № 12.
 22. Колльман Э. Современная физика в поисках дальнейшей фундаментальной теории // Вопросы философии. . – № 2. – 1965
 23. Уилер Дж. Гравитация, нейтрино и вселенная. – М.: ИЛ, 1962.
 24. Sagnac G. L'ether lumineux demonstre par l'effect du vent relatif d'ether dans un interferometre in rotation uniforme.// Compt. rendu. – 1913. – Vol. 157. – P. 508.
 25. Pogany B. Über die Wiederholung des Haress-Sagnaschen Versuches. // Ann. Phys. – 1926. – Vol. 80. – P. 217-231.
 26. Pogany B. Über die Wiederholung des Haress-Sagnaschen Versuches. // Naturwiss. – 1914. – Vol. 15. – P. 177-182.
 27. Pogany B. Über die Wiederholung des Haress-Sagnaschen Versuches. // Ann. Phys. – 1928. – Vol. 85. – P. 244-256.
 28. Macek W.M., Davis D.T. Rotating note sensing with traveling-wave ring laser. // Appl. Phys. Lett. – 1963. – Vol. 2. – P. 67-68.
 29. Michelson A.A., Gale H. The effect of the Earth's rotation on the Velocity of light.// Astrophys. J. – 1925.– No 61. – P. 140-145.
 30. Cedarholm I.P., Bland G.F., Haven B.L., Tawnes C.H. New experimental test of special relativity. // Phys. Rev. Lett. – 1958. – Vol. 1. – P. 342-343.
 31. Iaseja T.S., Iaven A., Murray I., Tawnes C.H. Test of special relativity or of isotropy of space by use of infrared masers. // Phys. Rev. – 1964. – Vol. 133a. – P. 1221.
 32. Champney D.C., Moon P.B. Absence of Doppler shift for gamma ray source and detector on same circular orbit. // Proc. Phys. Soc. A. – 1961. – Vol. 77. – P. 350-351.
 33. Champney D.C., Isaac G.P., Khan M. An aether drift experiment based on the Mossbauer effect. // Phys. Lett. – 1963. – Vol. 7. – P. 241-243.
 34. Cialdia P. // Lett. Nuovo cim. – 1972. – Vol. 4, No 16. – P. 821-825.
 35. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности. Перспективы построения непротиворечивой электродинамики". Монография, Томск, 1986 г. – Деп. ВИНИТИ, рег. N8610-B86. | Библ. указ. деп. рукопис. N4 (186), 1987, инд. 1159.

36. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. – Томск: ТПУ, «Издательство научно-технической литературы», 1997.
37. Николаев Г.В. НАУЧНЫЙ ВАКУУМ. Кризис в фундаментальной физике. Есть ли выход?! (Новые концепции физического мира). – Томск: Изд-во «Курсив», 1999.
38. Николаев Г.В. Тайны электромагнетизма и свободная энергия. – Томск: Изд-во «РауШ мбХ», 2002.
39. Николаев Г.В., Петрик В.А. Устройство для измерения угловой скорости вращения объекта // А.с. № 777581 от 19.12.78.
40. Николаев Г.В., Окулов Б.В., Лавров М.Д. Устройство для измерения скорости, подвижности концентрации и знака носителей электрического тока в твердом теле // А.с. № 661656 от 13.06.77.
41. Шилых А. И. Определение знака, концентрации и подвижности носителей тока в полупроводниках // ФТТ. – 1962. – Т. 4, вып. 2. – С. 3208.
42. Michelson A. The relative motion of the earth and luminiferous aether // Amer. J. Phys. – 1881. – Vol. 22. – P. 120-129; C.R., 1882. – Vol. 94. – P. 520-523.
43. Morley E., Miller D. Report of an experiment to detect the Fitzgerald – Lorentz effect // Phil. Mag. – 1905. – Vol. 9. – P. 680-685.
44. Вавилов С.И. Собр. соч., т. IV, 1954. – С. 60.
45. Кашкин В. Астрономический циркуляр. АН СССР, N334 (06, 16), 1965.
46. Кузнецов И.В., Терлецкий Я.П. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд-во АН СССР, 1952. – С. 71.
47. Евклид. Начала Евклида. Книги I-VI. – М-Л. 1948. – 446 с.
48. Канаев Ф.М. Кризис теоретической физики. 3-е изд. – Краснодар, 1998. – 200 с.
49. Ньютона Исаак. Математические начала натуральной философии. – М.: Наука, 1987. – 687 с.
50. Философская энциклопедия. В 6-ти т. / Гл. ред. Ф.В. Константинов. – М.: Изд-во «Советская энциклопедия», 1960.
51. Канаев Ф.М., Артёмов И.И., Зеленский С.А. Конспект лекций по теоретической механике. – Краснодар, 2001. 265 с.

Глава 2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

1. Ограниченнность известных представлений о свойствах реального пространства

Многие спорные вопросы в оптике и электродинамике пустого пространства СТО и общековариантного пространства ОТО остаются до настоящего времени неразрешенными. Причем, основная причина появления в оптике и в электродинамике разного рода противоречий и парадоксов как раз и обусловлена тем, что реальное пространство в этих теориях было подменено неким абстрактным математическим пространством. Однако, когда необходимость допущения существования в реальном пространстве материальной среды (эфира, физического вакуума) стала уже очевидной, то некоторые последователи эйнштейновских теорий (настолько сильна была их приверженность!) пытались лишить эту среду, прежде всего, ее основного свойства – быть преимущественной физической системой отсчета. Кроме того, как сам А.Эйнштейн, так и его последователи упорно продолжали игнорировать роль самого гравитационного поля массивного гравитирующего тела Земли на механические и электромагнитные явления в околосземном пространстве в покоящихся и в движущихся системах отсчета. Из анализа же результатов различных наблюдений в области оптики и электродинамики в условиях реального околосеменного пространства установлено [1, 2], что основное свойство среды физического вакуума – быть преимущественной системой отсчета для любых оптических явлений вблизи поверхности гравитирующего тела Земли – обусловлено действием на физический вакуум, прежде всего, преобладающего по своей величине (по сравнению с любыми другими ближайшими телами) массивного гравитирующего тела Земли.

Как показывают проведенные исследования [3–5], аналогичная же, в приближении V/C , асимметрия обнаруживается и при рассмотрении любых электрических и магнитных явлений в покоящейся и в любой движущейся (вращающейся) относительно поверхности Земли системах отсчета. Например, в так называемом парадоксе заряженного сферического конденсатора [3], все электрическое поле сосредоточено внутри сферического конденсатора. Как теоретически, так и экспериментально можно показать, что если в пространстве вне сферы конденсатора, где электрическое поле E тождест-

венно равно нулю, начать двигать (или вращать) прибор, регистрирующий магнитное поле, то никакого магнитного поля в системе прибора, естественно, регистрироваться не будет. В то же время, если регистрирующий прибор оставить в покое в неподвижной лабораторной системе отсчета, а вращать сам заряженный сферический конденсатор, то прибор будет регистрировать соленоидальное магнитное поле от конвекционных токов заряженного конденсатора, так как они будут представлять собой замкнутые кольцевые токи.

Основываясь на обнаруживаемой асимметрии электрических и магнитных явлений от покоящихся и вращающихся относительно поверхности Земли токовых систем [3, 4], автором было предложено устройство, являющееся электродинамическим аналогом оптического гироскопа. Положительные результаты работы устройства полностью подтвердили асимметрию электромагнитных свойств покоящейся и вращающейся систем отсчета и на устройство было получено авторское свидетельство [6]. Кроме того, отличие законов электромагнетизма в покоящейся и любой движущейся относительно поверхности Земли системах отсчета обнаруживается и при исследовании эффекта Холла в покоящихся и движущихся относительно поверхности Земли проводниках [5]. Данное явление было использовано автором в устройстве для определения скорости, подвижности и знака носителей тока в проводнике [7]. Аналогичные результаты зависимости эффекта Холла от движения проводников относительно поверхности Земли получены также в работе [8].

Аналогичные отличия законов электромагнетизма в покоящейся и в движущейся системах отсчета наблюдаются и при теоретическом анализе явления индукции тока в проводнике при относительном перемещении проводника или протяженного плоского магнита. Если при движении проводника в магнитном поле протяженного плоского магнита явление индукции тока в проводнике является очевидным, то при покоящемся проводнике и движущемся протяженном магните индукция тока в неподвижном проводнике уже не является очевидной, так как не является очевидным, что вместе с магнитом увлекается и связанное с ним магнитное поле. Теоретический анализ этого явления применительно к протяженному магниту в виде прямоугольного контура с эквивалентным током показывает [3–5], что допущение увлечения магнитного поля прямоугольным протяженным магнитом эквивалентно допущению увлечения магнитного поля либо только одними ионами, либо только одними электронами проводимости проводника. Основываясь же на реально обнаруживаемой симметрии физических свойств отрицательных и положительных электрических зарядов, а также полной эквивалентности магнитного поля от зарядов разного знака, допущение ув-

лечения магнитного поля только ионами или только электронами ставит под сомнения свойство симметрии положительного и отрицательно электрического заряда, что недопустимо.

Наиболее наглядно этот эффект может быть проанализирован на электродинамическом аналоге генератора Фарадея, если магнитное поле врашающегося цилиндрического магнита генератора заменить на эквивалентное магнитное поле токового кольца. В этом случае допущение вращения магнитного поля при вращении токового кольца эквивалентно допущению увлечения его только ионной решеткой проводника. Например, если ионную решетку токового кольца вращать в направлении противоположном движения электронов проводимости в проводнике и с аналогичной же скоростью, то магнитное поле тока кольца в лабораторной системе будет обусловлено только ионным током кольца, так как электроны проводимости кольца будут находиться в среднем в состоянии покоя. Если в этом случае изначально допустить, что магнитное поле было создано только ионным током, при неподвижных относительно лабораторной системы отсчета электронах носителях проводника, то можно прийти к обратному заключению, что магнитное поле увлекается уже только электронами проводимости проводника.

Известна и также не разрешена до настоящего времени парадоксальная ситуация с явлением униполярной индукции. До настоящего времени не разрешена парадоксальная ситуация с определением локализации места, где индуцируется электрический ток в генераторе при вращающимся магните: во внешнем покоящемся проводнике или в самом вращающемся магните. С позиций известной в физике симметрии свойств положительного и отрицательного электрического заряда теперь однозначно можно заключить, что ЭДС индуцируется только в теле вращающегося металлического магнита. Все парадоксы с униполярным генератором и мотором [9] удается разрешить только с учетом новых представлений о существовании у движущегося электрического заряда двух типов магнитных полей: векторного и скалярного и двух видов магнитного взаимодействия: поперечного и продольного. Как это не странно, но первый простейший электрический униполярный мотор Фарадея, как показали дальнейшие исследования, работает только на основе малоизвестной в настоящее время продольной магнитной силы и малоизвестного еще явления продольного магнитного взаимодействия. Хотя из истории известно, что еще Ампер впервые экспериментально обнаружил явление продольного магнитного взаимодействия и дал ему аналитическое обоснование, однако научный мир не принял тогда этого открытия ученым. Для столь серьезных изменений в физике требовались более глубокие общефизические обоснования.

Свойства физического вакуума вблизи поверхности массивного гравитирующего тела Земли и в околоземном пространстве оказались таковы, что в пространстве около покоящегося относительно поверхности Земли электрического заряда индуцируется только одно электрическое поле, вне зависимости от состояния покоя или движения регистрирующего прибора, масса которого ничтожно мала по сравнению с массой Земли. Поэтому состояние покоя и движения прибора около заряда (или субъекта-наблюдателя) не определяет свойства среды физического вакуума. При движении же электрического заряда относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли, в пространстве около заряда, помимо измененного электрического поля, в рамках общепринятых представлений, индуцируются еще и магнитные поля (причем двух типов), вне зависимости от состояния покоя или движения регистрирующего прибора. Аналогичная асимметрия обнаруживается и для механических, квантовых и других явлений в физическом вакууме реального пространства вблизи поверхности массивного гравитирующего тела Земли.

2. К вопросу об экспериментальном обосновании принципа относительности (1974 г.)

Более полувека прошло с того времени, когда принцип относительности механики в качестве постулата был распространен на оптические и электродинамические явления в специальной теории относительности (СТО) А. Эйнштейна [10]. В свое время А. Пуанкаре писал: “Все равно, будет ли позднее этот постулат, до сих пор согласующийся с опытами, подтвержден или опровергнут более точными измерениями, сейчас во всяком случае представляется интересным посмотреть, какие следствия могут быть из него выведены” [11]. Со времени создания СТО в физике были многочисленные попытки экспериментальной проверки этой теории (описания экспериментов и библиографию можно найти в [12–18]). Количество экспериментов, на проведение которых тратятся немалые материальные затраты и усилия ученых, продолжает и дальше увеличиваться. В связи со значительным развитием экспериментальной техники в настоящее время представляется возможной новая проверка применимости принципа относительности в электродинамике, уже в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета [19]. В этих условиях возникает необходимость определить минимум экспериментов [20], с проведением которых можно было

бы считать, что экспериментальное обоснование основных положений СТО наконец завершено.

Первый постулат СТО гласит, что не только законы механики, но и законы электродинамики имеют один и тот же вид в разных инерциальных системах отсчета, движущихся относительно друг друга. Непосредственно из формулировки постулата, как это нетрудно видеть, следует, что для экспериментальной проверки применимости (или неприменимости) принципа относительности к электромагнитным явлениям в реальном пространстве необходимо и достаточно каждое явление рассмотреть отдельно в двух движущихся относительно друг друга инерциальных системах отсчета. Сначала электромагнитное явление рассматривается, например, в «покоящейся» системе отсчета (приборы покоятся в этой системе), затем это же явление рассматривается в системе отсчета, движущейся равномерно и прямолинейно относительно первой (приборы покоятся в «движущейся» системе). В пространстве гравитационного поля Земли при проверке применимости принципа относительности к электромагнитным явлениям является необходимым соблюдение дополнительного условия пространственной неразобщенности наблюдаемых явлений в «покоящейся» и в «движущейся» системах отсчета, так как в противном случае согласие (или несогласие) с принципом относительности может быть отнесено за счет отличия физических свойств окружающего пространства одной и другой системы отсчета. Это соответствует условию проверки применимости принципа относительности СТО в гравитационном поле с достаточно малым градиентом гравитационного потенциала или в области с постоянным гравитационным потенциалом [21]. Ввиду значительных размеров Земли и незначительной постоянной угловой скорости суточного вращения, линейную скорость V_3 поверхности Земли можно считать, в первом приближении, практически равномерной и прямолинейной. Соответственно и системы отсчета, связанная с поверхностью Земли и движущаяся относительно ее, например, со скоростью $\pm V_3$, можно считать в первом приближении как инерциальные системы. В качестве минимума явлений, отражающих собой применимость принципа относительности к электромагнитным явлениям в условиях на поверхности Земли, можно выбрать следующие:

$N 1$ – электрический заряд q покойится в рассматриваемой системе отсчета (около заряда должно существовать только электрическое поле E_q);

$N 2$ – электрический заряд q движется относительно рассматриваемой системы отсчета (около заряда, кроме электрического поля E_q , должно существовать магнитное поле H_q);

N_3 – свет (электромагнитные волны) распространяется во всех направлениях от источника, покоящегося в рассматриваемой системе отсчета (скорость света во всех направлениях должна быть равной $C = \text{const}$);

N_4 – свет (электромагнитные волны) распространяется во всех направлениях от источника, движущегося относительно рассматриваемой системы отсчета (скорость света не должна зависеть от скорости источника и во всех направлениях должна быть равной $C = \text{const}$).

Таким образом, для полной экспериментальной проверки применимости (или неприменимости) принципа относительности к электромагнитным явлениям необходимо и достаточно проведение всего восьми экспериментов: четыре эксперимента N_1, N_2, N_3, N_4 в “покоящейся” системе отсчета – эксперименты серии А; и эти же четыре эксперимента N_1, N_2, N_3, N_4 в “движущейся” системе отсчета – эксперименты серии Б. Необходимо отметить, что проведение оптических экспериментов N_3 и N_4 в “покоящейся” и в “движущейся” системах отсчета, в свою очередь, может являться более полной экспериментальной проверкой также и второго постулата СТО – постоянства скорости света в любых движущихся относительно друг друга прямолинейно и равномерно инерциальных системах отсчета.

Вполне очевидно, что проведение любого количества экспериментов по изучению какого-либо явления только из одной серии А (или серии Б) не может служить доказательством применимости (или неприменимости) к этим явлениям принципа относительности. Однако, проведенный анализ известных оптических и электродинамических экспериментов, общее число которых превысело уже более 200 [12–18], свидетельствует о том, что почти все эти эксперименты можно отнести только к серии А, т.е. к экспериментам, проведенным в условиях одной системы отсчета, связанной с поверхностью Земли (во всех экспериментах измерительные приборы покоились относительно поверхности тела Земли). Из экспериментов серии Б в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета (измерительный прибор находился в движении относительно поверхности тела Земли) был проведен только один эксперимент N_3 – опыты типа Саньяка [22–24], положительные результаты которого уже в первом приближении V/C не согласуются с принципом относительности [12]. Но в опыте типа Саньяка регистрирующий прибор и источник света участвовали во вращательном движении относительно поверхности Земли, и результаты опыта были отнесены за счет “эффекта вращения”, рассматриваемого в общей теории относительности (ОТО) [16, 18, 25]. Согласно ОТО, как отмечалось уже выше, в любой вращающейся системе отсчета время прохождения луча света по замкнутой траектории по направлению вращения и против оказывается различным, что эквивалентно отставанию системы отсчета для света от вра-

щающейся системы или, другими словами, разной скорости распространения света по направлению вращения и против в опыте типа Саньяка [12, 16]. Однако если во вращающихся системах отсчета свет действительно распространяется по законам, установленным ОТО, то применительно к вращающейся Земле в целом скорость распространения света на ее поверхности по направлению суточного вращения и против, аналогично как во вращающемся приборе Саньяка, также должна определяться соотношением вида $C \pm \Omega R$ или $C \pm V$, где Ω – угловая скорость суточного вращения Земли, V – линейная скорость поверхности Земли за счет ее суточного вращения (на экваторе $\Omega R = V \approx 400$ м/с). Между тем, проведенные с использованием современных средств точнейшие эксперименты [26–30], которые можно интерпретировать как аналоги оптического опыта Майкельсона [31], с точностью до ~ 30 м/с, $\sim 1,6$ м/с и $\sim 0,9$ м/с соответственно доказывают отсутствие “эффекта вращения” на поверхности вращающейся Земли. Положительные результаты опытов типа Майкельсона – Геля [32, 33] не могут быть приняты в расчет ввиду того, что этот опыт, во-первых, не соответствует эксперименту N3 – измерению скорости света в одной системе отсчета, так как плечи прибора, находящиеся на разных широтах Земли, имеют относительную скорость движения между собой; во-вторых, этот эксперимент не соответствует условию проверки принципа относительности в гравитационных полях равного потенциала [21], учитывая разные эквивалентные вращению поля на разных широтах Земли.

Общий анализ электродинамических явлений, применительно к локальным вращающимся относительно поверхности Земли заряженным системам (заряженный сферический конденсатор [32]) и применительно к заряженным системам, связанным с Землей в целом (заряженные геосфера Земли [20]), также обнаруживает аналогичную асимметрию в проявлении законов электродинамики в физически неэквивалентных вращающихся системах отсчета. Данные явления подтверждают вывод о существенной зависимости оптических и электродинамических явлений во вращающейся системе отсчета от связанной с этой вращающейся системой отсчета гравитирующей массой. Опыты типа [26–30] и электродинамические эффекты во вращающихся системах [20, 32] ставят под сомнение объяснение положительных результатов опыта типа Саньяка “эффектом вращения” ОТО и требуют пересмотра интерпретации «положительных» результатов как опытов типа Саньяка, так и опытов типа Майкельсона – Геля.

Если исключить из рассмотрения положительные результаты опытов типа Саньяка, то можно считать, что применимость (или неприменимость) принципа относительности к электромагнитным явлениям в условиях на

поверхности массивного гравитирующего тела Земли до настоящего времени остается экспериментально не доказанной.

Однако игнорирование результатов опытов типа Саньяка в настоящее время не представляется возможным, так как обнаруженное этим опытом оптическое явление уже нашло себе широкое практическое применение [18, 34]. Попытки же совместного истолкования результатов оптических и электродинамических экспериментов в локальных вращающихся относительно поверхности Земли системах отсчета и во вращающихся системах отсчета, связанных с Землей в целом, свидетельствуют пока о неприменимости принципа относительности к оптическим и электродинамическим явлениям в реальном пространстве у поверхности Земли.

Для того чтобы завершить, наконец, экспериментальное обоснование принципа относительности в электродинамике, в настоящее время необходима постановка экспериментов серии Б в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета.

3. О законах электродинамики и оптики во вращающихся относительно Земли системах отсчета

В классической и релятивистской электродинамике известен «парадокс» с заряженным сферическим конденсатором [20, 32], который до настоящего времени не нашел своего разрешения. Однако в практических расчетах, например, в геофизике, применительно к геосфера姆 Земли, многие электродинамические задачи сводятся к определению электрических и магнитных полей от покоящихся и вращающихся заряженных сферических систем или от вращающихся заряженных геосфер применительно к Земле в целом, которые также представляют собой либо сферический конденсатор, либо его элементы. Для выявления существа “парадокса” рассмотрим возможные ситуации, которые могут иметь место при рассмотрении задачи с заряженным сферическим конденсатором.

1. В состоянии покоя заряженного сферического конденсатора в неподвижной “лабораторной” системе отсчета, покоящимися в этой системе отсчета приборами, электрическое поле $E \neq 0$ регистрируется только в пространстве между разноименно заряженными сферами конденсатора (рис. 1). В пространстве внутренней сферы и в пространстве вне внешней сферы конденсатора покоящимися в “лабораторной” системе приборами электрические поля не регистрируются. Данные лабораторных наблюдений теоре-

тически обобщены известной теоремой Остроградского – Гаусса, согласно условиям которой имеем

$$\int_{S_1} E_{\text{ввн}} dS = 4\pi q_{\text{ввн}} = 0, \quad \text{так как} \quad q_{\text{ввн}} = 0; \quad (3.1)$$

$$\int_{S_2} E_{12} dS = 4\pi q_1^- + 4\pi q_2^+ = 0, \quad q_1^- = q_2^+, \quad (3.2)$$

где $E_{\text{ввн}}$ – напряженность электрического поля в пространстве внутри внутренней сферы S_1 конденсатора; $q_{\text{ввн}}$ – суммарный электрический заряд внутри внутренней сферы S_1 конденсатора; E_{12} – напряженность электрического поля в пространстве между внутренней S_1 и внешней S_2 сферами конденсатора; q_1^- – электрический заряд, распределенный по внутренней сфере S_1 конденсатора; q_2^+ – электрический заряд, распределенный по внешней сфере S_2 конденсатора; $E_{\text{вн}}$ – напряженность электрического поля в пространстве вне внешней сферы S_2 конденсатора.

В состоянии покоя электрических зарядов сферического конденсатора в “лабораторной” системе отсчета покоящимися в этой системе приборами магнитное поле в пространстве вне и внутри конденсатора не регистрируется, т.е. $H_{\text{ввн}} = 0$, $H_{12} = 0$, $H_{\text{вн}} = 0$. Таким образом, в состоянии покоя электрических зарядов сферического конденсатора относительно регистрирующих приборов и относительно “лабораторной” системы отсчета (значимость которой остается пока невыясненной) имеем

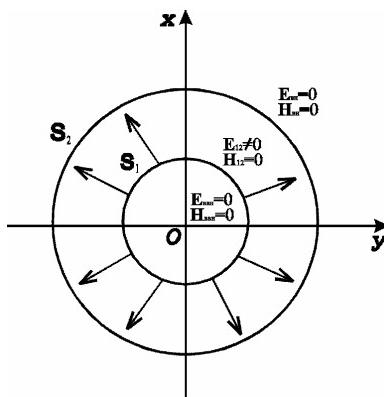


Рис. 1

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{ввн}} &= 0, & \mathbf{H}_{\text{ввн}} &= 0; \\ \mathbf{E}_{12} &\neq 0, & \mathbf{H}_{12} &= 0; \\ \mathbf{E}_{\text{вн}} &= 0, & \mathbf{H}_{\text{вн}} &= 0, \end{aligned} \quad (3.3)$$

что, в общем, соответствует как лабораторным наблюдениям, так и общепринятым представлениям, и не вызывает возражений.

2. Однако если заряженный сферический конденсатор привести во вращение как одно целое относительно неподвижной “лабораторной” системы отсчета (вращение около оси, проходящей через центр концентрических сфер конденсатора) (рис. 2), то, как показывают наблюдения, в покоящейся “лабораторной” системе отсчета (по приборам в покоящейся системе отсчета) магнитные поля $\mathbf{H} \neq 0$ соленоидального типа образуются как в про-

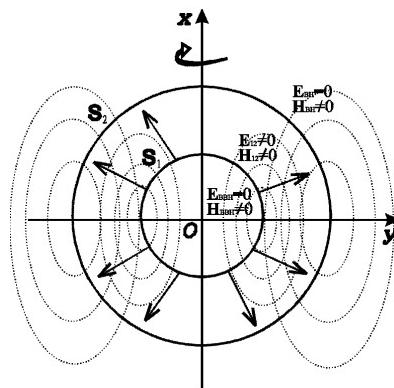


Рис. 2

странстве между заряженными сферами конденсатора, где $\mathbf{E}_{12} \neq 0$, так и в пространстве вне и внутри конденсатора, где $\mathbf{E}_{\text{вн}} = 0$ и $\mathbf{E}_{\text{ввн}} = 0$. Существование магнитного поля в пространстве вне и внутри конденсатора непосредственно следует из применимости закона Био – Савара к замкнутым кольцевым электрическим токам, достоверность которого проверена многочисленными лабораторными наблюдениями. Теоретически магнитные поля от вращающегося заряженного сферического конденсатора в системе покоящихся в “лабораторной” системе отсчета приборов, определяются решением системы уравнений Максвелла

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi\rho,\end{aligned}\tag{3.4}$$

применительно к замкнутым электрическим токам зарядов конденсатора (при этом никаких ограничений на применимость в приближении V/C классической и релятивистской электродинамики к вращающейся неинерциальной системе, связанной с конденсатором, в данном случае не обнаруживается). Решение уравнений (3.4) находятся в виде

$$\begin{aligned}\varphi \mathbf{r} &= \int_V \frac{\rho \mathbf{r}'}{R} dV', \\ \mathbf{A} \mathbf{r} &= \frac{1}{c} \int_V \frac{j \mathbf{r}'}{R} dV'\end{aligned}\tag{3.5}$$

и для электрических и магнитных полей в покоящейся “лабораторной” системе отсчета от вращающегося заряженного сферического конденсатора окончательно находим

$$\begin{aligned}\mathbf{E}'_{\text{BBH}} &= 0, & \mathbf{H}'_{\text{BBH}} &= \frac{1}{c} \operatorname{rot} \left(\int \frac{\mathbf{j}_1 dV'}{r_{\text{BBH},1}} + \int \frac{\mathbf{j}_2 dV'}{r_{\text{BBH},2}} \right); \\ \mathbf{E}'_{12} &= \mathbf{E}_{12} \neq 0, & \mathbf{H}'_{12} &= \frac{1}{c} \operatorname{rot} \left(\int \frac{\mathbf{j}_{12} dV'}{r_{12,1}} + \int \frac{\mathbf{j}_{12} dV'}{r_{12,2}} \right); \\ \mathbf{E}'_{\text{BH}} &= 0, & \mathbf{H}'_{\text{BH}} &= \frac{1}{c} \operatorname{rot} \left(\int \frac{\mathbf{j}_1 dV'}{r_{\text{BH},1}} + \int \frac{\mathbf{j}_2 dV'}{r_{\text{BH},2}} \right),\end{aligned}\tag{3.6}$$

где $\mathbf{E}'_{\text{BBH}} = \mathbf{E}'_{\text{BH}} = 0$ является следствием допустимости применения теоремы Остроградского – Гаусса к движущимся электрическим зарядам (гипотеза Максвелла).

2'. Электрические и магнитные поля в неподвижной “лабораторной” системе отсчета от вращающегося заряженного сферического конденсатора можно найти еще следующим способом. В физике до настоящего времени не нашел своего разрешения вопрос об увлекаемости или неувлекаемости движущимися электрическими зарядами собственного электрического поля. Например, если в “лабораторной” системе отсчета рассмотреть движущую-

ся достаточно длинную заряженную нить, то возникает законный вопрос - увлекается ли как одно целое вместе с зарядами нити и образуемое ими в пространстве неизменное по величине электрическое поле? Из закона Био – Савара для напряженности магнитного поля от движущейся заряженной нити находим

$$H = \frac{1}{c} \frac{2i}{R}. \quad (3.7)$$

Расшифровывая физический смысл формулы (3.7), можно обнаружить

$$H = \frac{1}{c} \frac{2\sigma V}{R} = \frac{V}{c} \frac{2\sigma}{R} = \frac{V}{c} E, \quad (3.8)$$

что соотношение (3.8) соответствует формулам преобразования полей в классической электродинамике при переходе из движущейся системы отсчета, связанной с заряженной нитью, в покоящуюся “лабораторную” систему отсчета. В соответствии с (3.8) напряженность электрического поля E в системе отсчета, связанной с заряженной нитью, определяется по известной формуле

$$E = \frac{2\sigma}{R}, \quad (3.9)$$

которая соответствует формуле, применяемой при определении электрического поля от покоящейся в “лабораторной” системе отсчета заряженной нити. Следовательно, из соотношения (3.8) видно, что в классической (и релятивистской) электродинамике предполагается полная увлечаемость собственного электрического поля движущимися электрическими зарядами. Так как электрическое поле E (3.9) в любой точке пространства около заряженной нити перемещается относительно неподвижной “лабораторной” системы отсчета со скоростью V , то в “лабораторной” системе отсчета в этих же точках пространства (согласно преобразованиям полей в классической или в релятивистской (в приближении V/C) электродинамике будем иметь

$$\mathbf{H} = \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E} \right], \quad (3.10)$$

что в действительности и соответствует лабораторным наблюдениям.

Однако, если аналогичные предположения о полном увлечении электрического поля движущимися зарядами применить к зарядам вращающегося заряженного сферического конденсатора (рис. 2'), то получим неожиданные результаты. Например, если предположить, что электрическое поле E_{12} ($E_{\text{вн}} = E_{\text{вн}}' = 0$) вращающегося сферического конденсатора увлекается как одно целое вращающейся системой отсчета, то в любой точке простран-

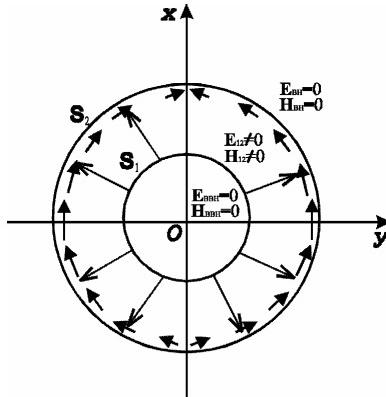


Рис. 2'

ства между заряженными сферами конденсатора электрическое поле $E_{12} = q/(\epsilon r_1^2)$ будет перемещаться относительно неподвижной «лабораторной» системы отсчета со скоростью $V_1 = \omega r_1$, и в рассматриваемой точке в «лабораторной» системе отсчета (согласно формулам преобразования полей) должно регистрироваться магнитное поле

$$\mathbf{H}_{12} = \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}] \quad (3.11)$$

несоленоидального типа с незамкнутыми силовыми линиями. Для всех полей в «лабораторной» системе отсчета в этом случае будем иметь

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_{\text{BBH}} &= \mathbf{E}_{\text{BBH}} = 0, & \mathbf{H}'_{\text{BBH}} &= \mathbf{H}_{\text{BBH}} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}_{\text{BBH}} = 0; \\ \mathbf{E}'_{12} &= \mathbf{E}_{12} \neq 0, & \mathbf{H}'_{12} &= \mathbf{H}_{12} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}_{12} = \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}_{12}; \\ \mathbf{E}'_{\text{BH}} &= \mathbf{E}_{\text{BH}} = 0, & \mathbf{H}'_{\text{BH}} &= \mathbf{H}_{\text{BH}} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}_{\text{BH}} = 0. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Так как (3.12) не соответствует полям, наблюдаемым в «лабораторной» системе отсчета, то можно сделать вывод, что для врачающейся заряженной системы заряженного сферического конденсатора полное увлечение собственного электрического поля оказывается недопустимым.

Раскрывая смысл формул (3.6) для магнитных полей, отражающих собой результаты лабораторных наблюдений, можно найти, что соотношение

$$\mathbf{H}_1 = \frac{1}{c} \operatorname{rot} \int \frac{\mathbf{j}_1}{r} dV' \quad (3.13)$$

представляет собой закон Био – Савара

$$\mathbf{H}_1 = \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{j}_1 \times \mathbf{r}]}{r^3} dV' \quad (3.14)$$

или в скалярной форме

$$\mathbf{H}_1 = \frac{1}{c} \int \frac{i_1 dl \sin(d\mathbf{l}, \mathbf{r})}{r^2} dV'. \quad (3.15)$$

Так как $i_1 = \sigma_1 V_1$ и $\sigma_1 dl_1 = dq_1$, и учитывая, что $dq_1/r^2 = dE_1$, устанавливаем

$$H_1 = \int \left(\frac{V_1 \cdot dq_1}{c r^2} \right) \sin(\mathbf{V}_1, \mathbf{r}) = \int \left(\frac{V_1 \cdot dE_1}{c} \right) \sin(\mathbf{V}_1, \mathbf{r}), \quad (3.16)$$

что суммарное магнитное поле H_1 в любой точке пространства в покоящейся “лабораторной” системе отсчета от вращающихся электрических зарядов сферы S_1 конденсатора определяется интегральной суммой магнитных полей от всех движущихся со скоростью $V_1 = \omega r_1$ элементарных зарядов dq_1 заряженной сферы. Другими словами, напряженность магнитного поля H_1 в любой точке в пространстве около вращающегося заряженного сферического конденсатора определяется не предполагаемой скоростью $V = \omega r$ перемещения электрического поля $E = dq_1/(\epsilon R)$ относительно неподвижной “лабораторной” системы отсчета на данном расстоянии R от конденсатора, которая для разных расстояний оказывается различной, а некоторой постоянной скоростью V_1 , которая является скоростью движения самих электрических зарядов конденсатора относительно неподвижной “лабораторной” системы отсчета. Таким образом, так как угловая скорость вращения для всех зарядов сферы S_1 одинакова, то магнитное поле в любой точке пространства от вращающейся заряженной сферы S_1 определяется только абсолютной скоростью $V_1 = \omega r$ перемещения электрических зарядов сферы относительно неподвижной “лабораторной” системы отсчета. Данный вывод также подтверждает неприменимость предположения о полном увлечении вращающейся заряженной системой собственного электрического поля.

3. Если заряженный сферический конденсатор оставить теперь в состоянии покоя в неподвижной “лабораторной” системе отсчета, а в движение привести регистрирующий прибор, то прибор будет перемещаться в пространстве вне и внутри сферического конденсатора в электрических и магнитных полях, определяемых согласно (3.3). Из преобразования полей как классической, так и релятивистской (в приближении V/C) электродина-

ники непосредственно следует (рис. 3), что в системе прибора, движущегося в пространстве, где $E_{\text{BHH}} = 0$ и $E_{\text{BB}} = 0$, электрические и магнитные поля по-прежнему отсутствуют

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_{\text{BHH}} &= \mathbf{E}_{\text{BHH}} - \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}_{\text{BHH}} \right] = 0, & \mathbf{H}'_{\text{BHH}} &= \mathbf{H}_{\text{BHH}} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}_{\text{BHH}} = 0; \\ \mathbf{E}'_{\text{BH}} &= \mathbf{E}_{\text{BH}} - \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}_{\text{BH}} \right] = 0, & \mathbf{H}'_{\text{BH}} &= \mathbf{H}_{\text{BH}} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}_{\text{BH}} = 0. \end{aligned} \quad (3.17)$$

При движении же прибора в пространстве между заряженными сферами конденсатора (например, при движении прибора по кругу около оси вращения конденсатора), где $E_{12} \neq 0$ (см. (3.3)), в согласии с преобразованиями полей классической и релятивистской электродинамики, в системе прибора должно регистрироваться несоленоидальное магнитное поле \mathbf{H}'_{12} с цилиндрической симметрией и с незамкнутыми силовыми линиями магнитного поля. Несоленоидальный характер магнитного поля непосредственно просматривается из формул преобразования полей, например, из формулы (в классическом приближении)

$$\mathbf{H}' = \mathbf{H} + \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}], \quad (3.18)$$

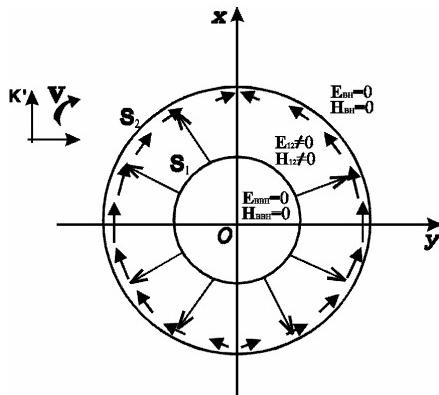


Рис. 3

которая для рассматриваемого случая принимает вид

$$\mathbf{H}'_{12} = \mathbf{H}_{12} + \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}] = \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}]. \quad (3.19)$$

Если в пространстве между заряженными сферами конденсатора, покоящегося в “лабораторной” системе отсчета, ввести дополнительную вращающуюся сферу, концентричную сферам конденсатора, то в системе данной вращающейся сферы вектор магнитного поля \mathbf{H}'_{12} (3.19) будет ориентирован всегда по касательной к поверхности с максимумом напряженности магнитного поля в экваториальной области и нулевым значением напряженности магнитного поля на полюсах. Аналогичные выводы получаются и при использовании преобразований полей релятивистской электродинамики. Так как несоленоидальные магнитные поля реально не наблюдаются, то необходимо признать, что применимость классического и релятивистского приближений во вращающейся относительно поверхности Земли системе отсчета оказывается недопустимой.

Однако нетрудно показать, что именно несоленоидальный характер магнитного поля в классической и релятивистской электродинамике в последнем случае дает возможность найти действительно инвариантное разрешение электродинамической задачи с заряженным сферическим конденсатором (в классическом приближении инвариантность соблюдается в приближении V/C). Гипотетически предполагая применимость принципа относительности в условиях околоземного пространства гравитационного поля и физического вакуума, рассмотрим электрические и магнитные поля заряженного сферического конденсатора в покоящейся и во вращающейся относительно поверхности Земли системах отсчета. При любом переходе из покоящейся системы отсчета во вращающуюся и обратно (как при покоящемся, так и при вращающемся в “лабораторной” системе конденсаторе), магнитное поле в системе электрических зарядов конденсатора всегда полагается равным нулю, что соответствует общепринятым в классической и релятивистской электродинамике представлениям об относительности магнитного поля и применимости к электромагнитным явлениям принципа относительности (формальной в классической электродинамике и строгой в релятивистской). Например, если для электрического и магнитного поля между заряженными сферами конденсатора в исходной покоящейся системе отсчета от покоящегося конденсатора имеем (см. (3.3))

$$\mathbf{E}'_{12} = \mathbf{E}_0, \quad (3.20)$$

$$\mathbf{H}'_{12} = 0, \quad (3.21)$$

то для электрического и магнитного полей во вращающейся с угловой скоростью ω системе отсчета в релятивистском приближении будем иметь

$$\mathbf{E}'_{12} = \frac{\mathbf{E}_{12} + [\mathbf{V} \times \mathbf{H}_{12}] / c}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}} = \frac{\mathbf{E}_{12}}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}; \quad (3.22)$$

$$\mathbf{H}'_{12} = \frac{\mathbf{H}_{12} - [\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}] / c}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}} = - \frac{[\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}] / c}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}, \quad (3.23)$$

где

$$V = \omega r.$$

Принимая найденные электрические E'_{12} и магнитные H'_{12} поля (3.22) и (3.23) во вращающейся системе отсчета за исходные и применяя к ним вновь преобразования полей релятивистской электродинамики (т.е. искусственно подчиняя электромагнитные явления принципу относительности), для электрических и магнитных полей в покоящейся системе отсчета найдем

$$(V' = -V)$$

$$\mathbf{E}''_{12} = \frac{\mathbf{E}'_{12} - [\mathbf{V} \times \mathbf{H}'_{12}] / c}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}; \quad (3.24)$$

$$\mathbf{H}''_{12} = \frac{\mathbf{H}'_{12} + [\mathbf{V} \times \mathbf{E}'_{12}] / c}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}. \quad (3.25)$$

Подставляя в (3.24) и (3.25) выражения (3.22) и (3.23) и принимая во внимание, что $\mathbf{V} \perp \mathbf{E}_{12}$ и $(\mathbf{V}\mathbf{V}) = \mathbf{V}^2$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}''_{12} &= \frac{\mathbf{E}_{12}}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}} - \frac{\frac{1}{c} \left[\mathbf{V} \times \frac{1}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}] \right]}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}} = \\ &= \frac{\mathbf{E}_{12}}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}} - \frac{V^2}{c^2} \frac{\mathbf{E}_{12}}{1 - V^2 / c^2} = \mathbf{E}_{12} = \mathbf{E}_0; \end{aligned} \quad (3.26)$$

$$\mathbf{H}''_{12} = - \frac{[\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}]}{c(1 - V^2 / c^2)} + \frac{[\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}]}{c(1 - V^2 / c^2)} = 0, \quad (3.27)$$

получаем исходные поля (3.3) в системе заряженного сферического конденсатора.

Окончательно находим, что в системе вращающегося прибора, при покоящемся заряженном сферическом конденсаторе, должны (согласно классического и релятивистского приближения) регистрироваться электрические и магнитные поля (3.17), (3.22), (3.23), т.е.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_{\text{BBH}} &= 0, & \mathbf{H}'_{\text{BBH}} &= 0; \\ \mathbf{E}'_{12} &= \frac{\mathbf{E}_{12}}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}, & \mathbf{H}'_{12} &= - \frac{[\mathbf{V} \times \mathbf{E}_{12}] / c}{\sqrt{1 - V^2 / c^2}}; \\ \mathbf{E}'_{\text{BH}} &= 0, & \mathbf{H}'_{\text{BH}} &= 0. \end{aligned} \quad (3.28)$$

Соблюдение инвариантности уравнений электродинамики при переходе из покоящейся системы отсчета во вращающуюся и обратно и соблюдение принципа относительности в рассмотренном случае, как будто, соответствует применимости классического и релятивистского приближений к рассматриваемой задаче (конкретно – формул преобразований полей классической и релятивистской электродинамики), однако обнаружившаяся несоленоидальность магнитного поля и незамкнутость силовых линий магнитного поля от сферического заряженного конденсатора настолько противоречит установившимся представлениям о магнитных полях, основанным на лабораторных наблюдениях, что возникают серьезные основания подвергнуть сомнению применимость классического и релятивистского приближений и принципа относительности к рассматриваемой задаче. Хотя, с другой стороны, найденные в системе прибора поля $E'_{\text{вн}} = 0$, $E_{\text{вн}} = 0$ и $H'_{\text{вн}} = 0$, $H_{\text{вн}} = 0$ (3.28) в пространстве вне внешней и внутри внутренней сфер конденсатора вполне соответствуют общепринятым представлениям, основанным на лабораторных наблюдениях, и не вызывают возражений, так как и исходные поля в этих пространствах также были равны нулю $E_{\text{вн}} = 0$, $E'_{\text{вн}} = 0$ и $H_{\text{вн}} = 0$, $H'_{\text{вн}} = 0$ согласно (3.3).

Уже на данном этапе, при сравнении результатов (3.6) и (3.28) для электрических и магнитных полей в системе прибора от движущихся относительно этого прибора электрических зарядов конденсатора (в первом случае прибор покоятся в “лабораторной” системе отсчета, а заряды конденсатора движутся; во втором случае, наоборот, заряды конденсатора покоятся в “лабораторной” системе отсчета, а прибор движется), полученных при допущении применимости к задаче классического и релятивистского приближения, обнаруживаются существенные отклонения от принципа относительности. В рассматриваемых приближениях вращение прибора относительно покоящихся на поверхности Земли в лабораторной системе отсчета зарядов конденсатора оказывается не эквивалентным (при одинаковой относительной скорости) вращению зарядов конденсатора относительно покоящегося на поверхности Земли прибора. Может показаться, что столь значительное (в приближении V/C) отличие результатов (3.6) и (3.28) может быть отнесено за счет эффектов, рассматриваемых в общей теории относительности. И можно было бы формально сослаться на возможность разрешения задачи методами ОТО, как это и сделано в [32], однако некоторые принципиальные моменты исключают возможность применения методов ОТО к рассматриваемой электродинамической задаче. При достаточно большом радиусе заряженных сфер конденсатора движение зарядов конденсатора относительно регистрирующего прибора можно рассматривать как практически прямолинейное и равномерное, однако из сравнения результа-

тов (3.6) и (3.28) непосредственно следует, что отличие этих результатов всегда остается в первом приближении V/C , вне зависимости от степени неинерциальности вращающейся системы. Если исходить из современных представлений классической и релятивистской электродинамики об относительности магнитного поля, то в случае (3.28) эти представления явно нарушаются. Различие между рассматриваемыми случаями (3.6) и (3.28) заключается только в том, что в первом из них ускорение вращения действует на электрические заряды конденсатора, а во втором – на регистрирующий прибор. Если допустить, что появление магнитного поля в пространстве около электрических зарядов в первом случае обусловлено все же действием ускорения вращения на электрические заряды конденсатора, а не наличием относительной скорости движения, тогда становятся непонятными причины появления магнитного поля в других хорошо известных и проверенных на практике случаях (3.7), когда электрические заряды движутся относительно прибора равномерно и прямолинейно, не испытывая ускорений вращения.

Многочисленными лабораторными наблюдениями доказано, что закон Био – Савара (3.7) оказывается в равной степени справедливым как для прямолинейных, так и для криволинейных электрических токов в том случае, если электрические заряды токов движутся относительно неподвижных на поверхности Земли приборов, а не наоборот. Причем напряженность магнитного поля (3.16) определяется при этом только абсолютной величиной скорости движения зарядов V относительно неподвижных на Земле приборов, а не изменением этой скорости dV/dt во времени. Необходимо отметить, что до настоящего времени проблема установления физической взаимосвязи между электромагнитными и гравитационными полями в ОТО остается пока не решенной [25, 35, 36], и рассмотрение совмещенных задач (т.е. рассмотрение конкретных электромагнитных явлений в гравитационных полях и во вращающихся системах) встречает принципиальные трудности [20, 36–38]. В результате многие такого рода задачи в ОТО остаются нерассмотренными, и ссылки на какую-то возможность их разрешения методами ОТО [32] необоснованы.

Разумное разрешение “парадоксов” и построение правильной физической теории рассматриваемого явления должно основываться, прежде всего, на экспериментально проверенных и не вызывающих сомнения фактах, а не на выводах имеющихся теорий, пусть даже укоренившихся. Поэтому при совместном рассмотрении результатов (3.6) и (3.28) следует обратить внимание, прежде всего, на то, что результаты (3.6) соответствуют (по крайней мере в приближении V/C) лабораторным наблюдениям и подтверждают (в том же приближении) возможную применимость в неподвижной «лабора-

торной» системе отсчета уравнений Максвелла (3.3.4) не только к прямолинейно и равномерно движущимся заряженным системам, но и, в равной степени, к явно неинерциальным вращающимся системам. Результаты же (3.28) получены исходя из априорных допущений (и только!) применимости к реально наблюдаемым в неподвижной «лабораторной» системе отсчета электрическим и магнитным полям (3.3) формул преобразования полей классической и релятивистской электродинамики (3.17), (3.22), (3.23), которые, вообще-то, выведены из действительно наблюдаемых явлений, имеющих место при покоящемся в неподвижной «лабораторной» системе отсчета приборе и движущемся электрическом заряде (закон Био – Савара (3.7), (3.8)), а не наоборот. Если исходить из вида найденных магнитных полей \mathbf{H}'_{12} (3.28) в движущейся системе отсчета, не соответствующего реальным наблюдениям, то имеются все основания подвергнуть сомнению применимость преобразований полей классической и релятивистской электродинамики и уравнения Максвелла для движущейся относительно поверхности Земли системы отсчета. Хотя, опять же, равенство нулю электрических $\mathbf{E}'_{\text{вн}} = 0$, $\mathbf{E}_{\text{вн}} = 0$ и магнитных $\mathbf{H}'_{\text{вн}} = 0$, $\mathbf{H}_{\text{вн}} = 0$ полей в системе прибора (3.28), движущегося в пространстве, где $\mathbf{E}_{\text{вн}} = 0$, $\mathbf{E}'_{\text{вн}} = 0$ и $\mathbf{H}_{\text{вн}} = 0$, $\mathbf{H}'_{\text{вн}} = 0$ согласно (3.3), столь очевидно, что нет никаких оснований подвергать сомнению действительное отсутствие электрических и магнитных полей в движущейся системе отсчета, если в покоящейся системе отсчета в рассматриваемых пространствах электрические и магнитные поля также отсутствуют.

4. Рассмотрим последний случай, когда заряженный сферический конденсатор и регистрирующий прибор одновременно участвуют во вращательном движении относительно неподвижной «лабораторной» системы отсчета. Определим электрические и магнитные поля в системе прибора. Предварительно заметим, что отыскиваемые нами поля во вращающейся системе отсчета могут быть найдены пока только чисто теоретическими методами, так как до настоящего времени в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета не проведено ни одного электродинамического эксперимента (см. обзоры [14–18, 39, 40]). Однако обсуждение чисто теоретических результатов также может оказаться полезным в выяснении действительных свойств реального околоземного пространства. Электрические и магнитные поля во вращающейся системе отсчета, связанной с заряженным сферическим конденсатором, могут быть найдены следующими двумя способами.

а) Примем поля (3.6) за исходные поля в неподвижной «лабораторной» системе отсчета от вращающегося заряженного сферического конденсатора

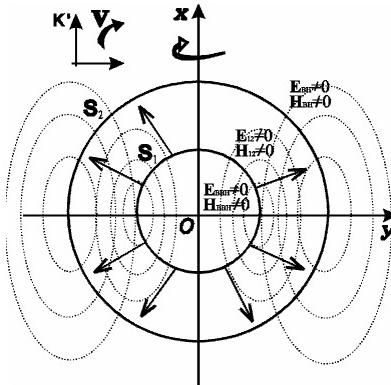


Рис. 4-а

(акцентируем внимание на том, что поля (3.6) соответствуют наблюдениям) (рис. 4а).

В данных полях (3.6) приведем в движение со скоростью $V = \omega r$ регистрирующий прибор. Так как регистрирующий прибор движется в пространстве полей (3.6), то в системе прибора (вновь допускаем применимость классического и релятивистского приближения к рассматриваемой задаче) должны регистрироваться следующие поля (в приближении V/C):

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{BBH}}'' &= \mathbf{E}'_{\text{BBH}} + \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}'_{\text{BBH}} \right] = \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}'_{\text{BBH}} \right] \neq 0, \\ \mathbf{E}_{12}'' &= \mathbf{E}'_{12} + \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}'_{12} \right] \neq 0, \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$\mathbf{E}_{\text{BH}}'' = \mathbf{E}'_{\text{BH}} + \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}'_{\text{BH}} \right] = \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}'_{\text{BH}} \right] \neq 0;$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\text{BBH}}'' &= \mathbf{H}'_{\text{BBH}} - \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}'_{\text{BBH}} \right] = \mathbf{H}'_{\text{BBH}} \neq 0, \\ \mathbf{H}_{12}'' &= \mathbf{H}'_{12} - \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}'_{12} \right] \neq 0, \end{aligned} \quad (3.30)$$

$$\mathbf{H}_{\text{BH}}'' = \mathbf{H}'_{\text{BH}} - \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}'_{\text{BH}} \right] \neq 0$$

Из (3.29) непосредственно следует, что во вращающейся системе отсчета, связанной с заряженным сферическим конденсатором, не равные нулю

электрические поля должны регистрироваться не только в пространстве между заряженными сферами конденсатора, где $\mathbf{E}'_{12} \neq 0$, но и в пространстве внутренней сферы

$$\mathbf{E}_{\text{вн}}'' = \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}_{\text{вн}}'$$

и в пространстве вне внешней сферы

$$\mathbf{E}_{\text{вн}}'' = \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{H}_{\text{вн}}' ,$$

так как в рассматриваемых пространствах в неподвижной “лабораторной” системе отсчета $\mathbf{H}'_{\text{вн}} \neq 0$ и $\mathbf{H}'_{\text{вн}} \neq 0$ согласно (3.6). Кроме того, в системе заряженного сферического конденсатора (в системе, покоящейся относительно зарядов сферического конденсатора) в пространстве как вне, так и внутри конденсатора, помимо электрических полей (3.29), должны регистрироваться еще и не равные нулю магнитные поля (3.30). Даже в пространстве между заряженными сферами конденсатора магнитное поле \mathbf{H}'_{12} , действительно регистрируемое в неподвижной “лабораторной” системе отсчета (3.6), не компенсируется полностью “электродинамическим” магнитным полем

$$\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}'_{12}$$

согласно

$$\mathbf{H}'_{12} = \mathbf{H}'_{12} - \left[\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{E}'_{12} \right] \neq 0 \quad (31)$$

ввиду явной неколлинеарности векторов \mathbf{H}'_{12} и $[(\mathbf{V}/c) \times \mathbf{E}'_{12}]$ (соленоидальное магнитное поле \mathbf{H}'_{12} только в экваториальной области совпадает по направлению с полем $[(\mathbf{V}/c) \times \mathbf{E}'_{12}]$, которое во всех точках пространства между заряженными сферами конденсатора всегда касательно к сфере, концентричной сферам конденсатора), между тем как при поступательном прямолинейном перемещении электрических зарядов такая компенсация всегда имеет место. Таким образом, полученные соотношения (3.29) и (3.30), в основе которых отражены действительно наблюдаемые в “лабораторной” системе отсчета электрические $\mathbf{E}'_{\text{вн}} = 0$, $\mathbf{E}'_{12} \neq 0$, $\mathbf{E}'_{\text{вн}} = 0$ и магнитные $\mathbf{H}'_{\text{вн}} \neq 0$, $\mathbf{H}'_{12} \neq 0$, $\mathbf{H}'_{\text{вн}} \neq 0$ поля (3.6) от вращающегося заряженного сферического конденсатора, опровергают общепринятые представления о том, что в системе движущегося (или вращающегося) относительно поверхности Земли электрического заряда магнитное поле всегда должно оставаться равным нулю, аналогично как это имеет место в случае покоящегося относительно поверхности Земли электрического заряда. Ошибочность укоренившихся

представлений, как отмечалось выше, заключается в том, что до настоящего времени в физике свойства реального околоземного пространства гравитационного поля и “физического вакуума” необоснованно приравниваются к свойствам некоего “пустого” симметричного пространства СТО или симметричного пространства ОТО. В результате подобных априорных допущений, система отсчета, связанная с таким массивным гравитирующим телом, каким является Земля, принимается эквивалентной по своим физическим свойствам, например, любой движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета, собственная гравитирующая масса которой ничтожно мала. Если же исходить из учета реальных физических свойств околоземного пространства, полностью определяемых преобладающим гравитационным полем Земли, то необходимо дифференцировать состояния покоя и движения электрических зарядов (и других малых тел) в гравитационном поле и в “физическем вакууме” Земли. Состояние покоя и движения электрического заряда в условиях на поверхности массивного гравитирующего тела Земли (состояние покоя в “лабораторной” системе отсчета) может быть существенно отличным от состояния покоя и движения этого же заряда в околоземном пространстве.

б) Пусть сферический заряженный конденсатор покойится в неподвижной “лабораторной” системе отсчета. Примем поля (3.28) за исходные поля во вращающейся относительно поверхности Земли системе отсчета (акцентируем внимание, что поля $E'_{12} \neq 0$ и $H'_{12} \neq 0$ из (3.28) получены чисто теоретически и не соответствуют реальным полям (3.6)) (рис. 4-б).

Приведем заряженный сферический конденсатор во вращение с угловой скоростью ω , равной угловой скорости вращения регистрирующего

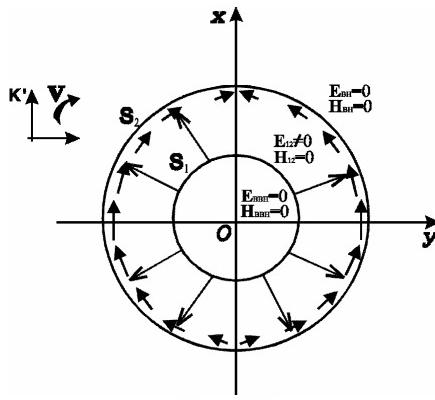


Рис. 4-б

прибора. Так как вращение конденсатора относительно прибора будет происходить в полях (3.28), то в системе прибора (в релятивистском приближении) будем иметь $\mathbf{E}'_{12} \perp \mathbf{H}'_{12}$ и $V = \omega r$

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{\text{BBH}}'' &= \frac{\mathbf{E}'_{\text{BBH}} - (\mathbf{V}/c) \times \mathbf{H}'_{\text{BBH}}}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = 0, \\ \mathbf{E}_{12}'' &= \frac{\mathbf{E}'_{12} - (\mathbf{V}/c) \times \mathbf{H}'_{12}}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{\mathbf{E}_{12} - (V^2/c^2)\mathbf{E}_{12}}{1-V^2/c^2} = \mathbf{E}_{12}, \\ \mathbf{E}_{\text{BH}}'' &= \frac{\mathbf{E}'_{\text{BH}} - (\mathbf{V}/c) \times \mathbf{H}'_{\text{BH}}}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = 0\end{aligned}\quad (3.32)$$

и, соответственно

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{\text{BBH}}'' &= \frac{\mathbf{H}'_{\text{BBH}} + (\mathbf{V}/c) \times \mathbf{E}'_{\text{BBH}}}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = 0, \\ \mathbf{H}_{12}'' &= \frac{\mathbf{H}'_{12} + (\mathbf{V}/c) \times \mathbf{E}'_{12}}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{-(\mathbf{V}/c) \times \mathbf{E}_{12}}{1-V^2/c^2} + \frac{(\mathbf{V}/c) \times \mathbf{E}_{12}}{1-V^2/c^2} = 0, \\ \mathbf{H}_{\text{BH}}'' &= \frac{\mathbf{H}'_{\text{BH}} + (\mathbf{V}/c) \times \mathbf{E}'_{\text{BH}}}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = 0,\end{aligned}\quad (3.33)$$

т.е. в системе прибора получаем исходные поля, соответствующие полям в неподвижной “лабораторной” системе отсчета от неподвижного заряженного сферического конденсатора (3.3). В данном случае задача разрешается в инвариантном виде, однако в исходных предпосылках были приняты поля (3.28), которые заведомо вызывают серьезные возражения.

Таким образом, из найденных решений для полей в системе врачающегося заряженного сферического конденсатора (3.29), (3.30) и (3.32), (3.33) более приемлемыми необходимо считать те решения, которые в большей степени базируются на лабораторных наблюдениях, т.е. решения (3.29), (3.30). Однако необходимо отметить, что если действительно принять за основу выявляющуюся в результатах (3.3) и (3.29), (3.30), а также в (3.6) и (3.28) (при их совместном рассмотрении) асимметрию покоящейся и движущейся относительно поверхности гравитирующего тела Земли систем отсчета, то соотношения (3.28), (3.29) и (3.30) будут иметь несколько иной асимметричный вид.

Сравнивая полученные результаты для электрических и магнитных полей от покоящегося и врачающегося заряженного сферического конденсатора в покоящейся и во врачающейся системах отсчета во всех четырех

рассмотренных случаях (3.3), (3.6), (3.28), (3.29) и (3.30), можно заметить, что ни классические, ни релятивистские методы электродинамики не дают возможности найти непротиворечивое разрешение электродинамической задачи с заряженным сферическим конденсатором. Кроме того, если при отыскании полей от покоящегося (3.28) и от вращающегося (3.29), (3.30) заряженного сферического конденсатора во вращающейся относительно поверхности Земли системе отсчета исходить из реально наблюдаемых полей в покоящейся “лабораторной” системе отсчета (опять же от покоящегося (3.3) и от вращающегося (3.6) заряженного сферического конденсатора), то просматривается определенная закономерность, что в пространстве около покоящегося относительно поверхности Земли электрического заряда (как в покоящейся, так и во вращающейся относительно поверхности Земли системе отсчета) должно регистрироваться только одно электрическое поле кулоновского типа (3.3) (возможность существования несоленоидального магнитного поля \mathbf{H}'_1 (3.28) исключается). Между тем как от движущегося относительно поверхности гравитирующего тела Земли электрического заряда магнитное поле должно регистрироваться как в покоящейся (3.6), так и в движущейся вместе с зарядом системе отсчета (3.30).

Таким образом, удовлетворительное разрешение электродинамической задачи с вращающимся заряженным сферическим конденсатором известными методами представляется возможным только при дополнительном допущении, что околоземное пространство гравитационного поля и “физического вакуума” проявляет заметно выраженные асимметричные свойства для законов электромагнетизма в покоящейся и в любой произвольно движущейся (в том числе вращающейся) относительно поверхности Земли системах отсчета. При вращении заряженного тела, собственная гравитирующая масса которого мала, в поле массивного гравитирующего тела Земли, магнитное поле от вращающегося заряженного тела должно регистрироваться как в покоящейся, так и во вращающейся вместе с заряженным телом системе отсчета. При вращении же заряженного тела, связанной с таким массивным гравитирующим телом, каким является Земля (вращение заряженной Земли в целом), от электрических зарядов, покоящихся на поверхности Земли (покоящихся в “лабораторной” системе отсчета) магнитные поля не регистрируются ни в покоящейся, ни во вращающейся (локально или глобально) относительно поверхности Земли системах отсчета. Выявляющиеся асимметричные электродинамические явления (3.3), (3.29), (3.30) и (3.6), (3.28), которые должны иметь место в покоящейся и во вращающейся относительно поверхности Земли системах отсчета, не являются столь неожиданными в электродинамике реального околоземного пространства. Предсказываемые теоретически электродинамические закономерности во

вращающихся относительно поверхности Земли системах отсчета представляют собой аналог уже известных и практически используемых оптических закономерностей во вращающихся относительно поверхности Земли системах отсчета, наблюдаемых в оптической установке типа Саньяка и в оптических гироскопах [22–24, 34, 41–44], которые также в приближении V/C обнаруживают асимметричные свойства околоземного пространства в отношении выражения законов оптики в покоящихся и во вращающихся относительно поверхности Земли системах отсчета.

Анализируя различные электромагнитные явления и сопоставляя результаты экспериментов в покоящейся и во вращающейся относительно поверхности Земли системах отсчета, связанных с оптической установкой типа Саньяка (собственная масса которой ничтожно мала по сравнению с массой Земли), с результатами теоретических расчетов электрических и магнитных полей в покоящейся и во вращающейся относительно поверхности Земли системах отсчета, связанных с заряженным сферическим конденсатором (собственная масса которого также ничтожно мала по сравнению с массой Земли), можно обнаружить явное единство в проявлении оптических и электродинамических закономерностей в покоящейся и в движущейся относительно поверхности Земли системах отсчета. Это единство законов оптики и электродинамики в околоземном пространстве проявляется в том, что в состоянии покоя оптической установки и заряженного сферического конденсатора относительно поверхности Земли в покоящейся относительно поверхности Земли “лабораторной” системе отсчета скорость света остается величиной постоянной $C = \text{const}$ при обходе контура оптической установки в различных направлениях (что соответствует $C = \text{const}$ во всех направлениях в неподвижной на поверхности Земли системе отсчета [27–30, 45–51]). Аналогичная асимметричная ситуация обнаруживается и с электрическими и магнитными полями в пространстве около заряженного сферического конденсатора как вне, так и внутри него. Электрическое поле кулоновского типа $E = q/(\epsilon r^2)$ существует только в пространстве между заряженными сферами конденсатора, при полном отсутствии магнитных полей как вне, так и внутри сферического конденсатора. Если же оптическую установку Саньяка и заряженный сферический конденсатор привести во вращение относительно поверхности тела Земли с угловой скоростью ω , то в системе отсчета, связанной с вращающейся оптической установкой [16, 18–34, 41–44] и вращающимся заряженным сферическим конденсатором (3.29), (3.30), обнаруживаются новые явления природы. Эти явления проявляются в том, что во вращающейся оптической установке типа Саньяка скорость света в приближении V/C оказывается асимметричной по направлению вращения и против и зависящей от скорости перемещения $V_{\text{оп}} = \omega R_{\text{оп}}$ оптической уста-

новки относительно поверхности Земли (т.е. скорость света во вращающейся системе отсчета определяется соотношением $C = C_0 \pm \omega R_{\text{оп}} = C_0 \pm \omega V_{\text{оп}}$ [18, 22]). И в системе вращающегося заряженного сферического конденсатора, также в приближении V/C , обнаруживается собственное магнитное поле $\mathbf{H}''_{\text{вн}} \neq 0$, $\mathbf{H}''_{\text{вн}} \neq 0$, $\mathbf{H}''_{12} \neq 0$ (3.30), определяемое также скоростью движения зарядов заряженных сфер конденсатора $V_1 = \omega r_1$ и $V_2 = \omega r_2$ относительно поверхности Земли (т.е. в системе движущегося или вращающегося относительно поверхности Земли электрического заряда q , помимо электрического поля $E = q/(\epsilon r^2)$, обнаруживается собственное не равное нулю магнитное поле

$$H = \frac{1}{c} \frac{qV}{r^2} \sin(\mathbf{V}, \mathbf{r}). \quad (3.34)$$

Таким образом, уже давно обнаруженное в опыте типа Саньяка новое оптическое явление природы во вращающейся относительно поверхности Земли системе отсчета ившедшее себе уже широкое практическое применение [34, 41–43], представляет собой только частный случай реально существующего более общего неизвестного ранее электродинамического явления природы во вращающейся относительно поверхности Земли системе отсчета (3.29), (3.30), практическое использование которого в различных областях науки и техники представляется весьма перспективным.

На основании проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1) Для околоземного пространства гравитационного поля и физического вакуума оптические явления в покоящейся относительно поверхности гравитирующего тела Земли системе отсчета, в приближении V/C , отличны от оптических явлений в произвольно движущейся (в том числе вращающейся) относительно поверхности Земли системах отсчета. Новые оптические закономерности во вращающейся относительно Земли системе отсчета уже находят себе практическое применение в навигационных системах.

2) Для околоземного пространства гравитационного поля и физического вакуума и электродинамические явления в покоящейся относительно поверхности гравитирующего тела Земли системе отсчета, в приближении V/C , отличны от электродинамических явлений в произвольно движущейся (в том числе вращающейся) относительно поверхности Земли системах отсчета. Практическое использование нового электродинамического явления в движущихся относительно Земли системах отсчета представляется перспективным.

3) Из совместного рассмотрения результатов решений электродинамической задачи с вращающимся заряженным сферическим конденсатором и результатов оптических экспериментов с вращающейся оптической уста-

новкой типа Саньяка непосредственно следует, что асимметричное разрешение электродинамической задачи с заряженным сферическим конденсатором относительно покоящейся и вращающейся систем отсчета не является неожиданным и “парадоксальным”, а скорее соответствует вполне определенной закономерности единого проявления отличия законов оптики и электродинамики в покоящейся и произвольно движущейся относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли системах отсчета.

4. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета

Обсуждая вопрос об относительности магнитных и электрических полей, Р. Фейнман ([52], гл. 13) сформулировал следующий парадокс. Пусть точечный заряд (для определенности – отрицательный) движется со скоростью V параллельно проводнику, по которому течет ток I . Если рассмотреть данное событие в системе отсчета S , связанной с проводником (т.е. в реальном случае в неподвижной лабораторной системе отсчета), то на заряд действует магнитная сила Лоренца F . В системе же S' , движущейся со скоростью V параллельно движению заряда q , магнитной силы быть не может, так как в этой системе скорость частицы равна нулю. Однако, согласно принципу относительности, заряд q не может проявлять разное поведение в разных инерциальных системах отсчета. Налицо парадокс, который Фейнман разрешает, учитывая релятивистское изменение плотности электрических зарядов внутри кристаллической решетки проводника, что приводит к эквивалентной компенсации полей положительных и отрицательных зарядов ранее нейтрального проводника и появлению соответствующей электрической силы.

Покажем, однако, что, сохраняя в силе аргументацию Фейнмана и варьируя лишь условия опыта (изменяя только скорость заряда q), мы приходим снова к противоречиям.

Для удобства читателя кратко воспроизведем текстуально рассуждения Р. Фейнмана. “Пусть плотность электронов проводимости есть ρ_- , а их скорость в системе S есть V . Плотность неподвижных зарядов в системе S есть ρ_+ , что должно быть равно ρ_- с обратным знаком, потому что мы берем незаряженную проволоку. Поэтому вне проволоки электрического поля нет, и сила, действующая на движущийся заряд, равна просто $F = qV \times \mathbf{B}$ ” ([52], с. 269).

В силу того, что “полный заряд в любой системе одинаков”, а размеры проводника “могут меняться из-за релятивистского сокращения расстояний”, плотность положительных зарядов в системе S' , где проволока движется со скоростью V , становится равной $\rho'_+ = \rho_+ / \sqrt{1 - \beta^2}$. “В системе S' отрицательные заряды покоятся, тогда для электронов проводимости мы получаем $\rho'_- = \rho_- \sqrt{1 - \beta^2}$. Теперь мы можем понять, почему в системе S' возникают электрические поля: потому что в этой системе в проволоке имеется результирующая плотность зарядов $\Delta\rho'$, даваемая формулой $\Delta\rho' = \rho'_+ + \rho'_-$ ([1], с. 270). “Если принять во внимание тот факт, что силы также преобразуются при переходе от одной системы отсчета к другой, то окажется, что оба способа наблюдения за происходящим дают на самом деле одинаковые физические результаты при любой скорости” ([52], с. 271).

Итак, парадокс оказывается разрешенным. Для наглядности дадим следующую сводку формул:

$$\begin{array}{ll}
 \text{1. В системе } S & \text{1'. В системе } S' \\
 V_q = V, \quad V_+ = 0, \quad V_- = V; & V_q = 0, \quad V_+ = -V, \quad V_- = 0; \\
 \rho_+ = \rho_-; & \rho'_+ = \rho_+ / \sqrt{1 - \beta^2}; \\
 \Delta\rho = \rho_+ + \rho_- = 0; & \rho'_- = \rho_- \sqrt{1 - \beta^2}; \\
 \Delta E = E_+ + E_- = 0; & \Delta\rho' = \rho'_+ + \rho'_- \neq 0; \\
 B_+ = 0, \quad B_- \neq 0; & \Delta E' \neq 0, \quad B'_+ \neq 0, \quad B'_- = 0; \\
 \mathbf{F} = q[\mathbf{V}_q \times \mathbf{B}_-] \neq 0; & \mathbf{F} = \Delta E' \mathbf{q} \neq 0
 \end{array} \tag{4.1}$$

Теперь, сохраняя все обозначения и физические предположения, рассмотрим случай 2, когда заряд q покоятся в неподвижной лабораторной системе S , а система S' движется со скоростью электронов проводимости параллельно проводнику. Тогда в системе S и S' будем иметь

$$\begin{array}{ll}
 \text{2. В системе } S & \text{2'. В системе } S' \\
 V_q = 0, \quad V_+ = 0, \quad V_- = -V & V_q = V, \quad V_+ = -V, \quad V_- = 0 \\
 \rho_+ = \rho_- & \rho'_+ = \rho_+ / \sqrt{1 - \beta^2} \\
 \Delta\rho = 0 & \rho'_- = \rho_- \sqrt{1 - \beta^2} \\
 \Delta E = 0 & \Delta\rho' \neq 0, \quad \Delta E' \neq 0 \\
 B_+ = 0, \quad B_- \neq 0 & B'_+ \neq 0, \quad B'_- = 0 \\
 \mathbf{F} = 0 & \mathbf{F} = \Delta E' \mathbf{q} - q[\mathbf{V}_q \times \mathbf{B}'_+] = 0
 \end{array} \tag{4.2}$$

Уже на этом этапе в результате сравнения случаев 1 и 2 возникает ряд вопросов. Согласно рассуждениям [52], неподвижная в лабораторной системе

S проволока с током нейтральна, а движущаяся с током заряжена. Очевидно, неподвижная проволока без тока тоже нейтральна, как и движущаяся проволока без тока. Налицо асимметрия: почему ток, вызванный движением электронов проводимости, не приводит к появлению нескомпенсированных зарядов, а ток, вызванный движением положительных зарядов в обратном направлении, дает такой эффект? Для обострения постановки вопроса заметим нейтральную проволоку двумя параллельными жесткими нитями, заряженными равномерно разноименными зарядами с равными плотностями в состоянии покоя. Тогда становится очевидной начальная симметрия свойств системы по отношению к зарядам разного знака. Но в таком случае приходится признать, что неподвижный в лабораторной системе S проводник с током не является электрически нейтральным! Такого явления, кажется, никто не наблюдал. Поэтому продолжим пока пользоваться старыми предположениями.

Если теперь рассмотреть еще два случая, отличающихся от 1 и 2 тем, что в неподвижной системе S ток создается движением не отрицательных, а положительных зарядов,

$$\begin{array}{ll}
 \text{3. В системе } S & \text{3'. В системе } S' \\
 V_q = -V, \quad V_+ = -V, \quad V_- = 0; & V_q = 0, \quad V_+ = 0, \quad V_- = V; \\
 \rho_+ = \rho_-; & \rho'_+ \neq \rho'_-; \\
 \Delta\rho = 0; & \Delta\rho' \neq 0; \\
 \Delta E = 0; & \Delta E' \neq 0; \\
 B_+ \neq 0, \quad B_- = 0; & B'_+ = 0, \quad B'_- \neq 0; \\
 \mathbf{F} = q[\mathbf{V}_q \times \mathbf{B}_+] \neq 0; & \mathbf{F} = \Delta E' \mathbf{q} \neq 0
 \end{array} \tag{4.3}$$

$$\begin{array}{ll}
 \text{4. В системе } S & \text{4'. В системе } S' \\
 V_q = 0, \quad V_+ = -V, \quad V_- = 0; & V_q = V, \quad V_+ = 0, \quad V_- = V; \\
 \rho_+ = \rho_-; & \rho'_+ \neq \rho'_-; \\
 \Delta\rho = 0; & \Delta\rho' \neq 0; \\
 \Delta E = 0; & \Delta E' \neq 0; \\
 B_+ \neq 0, \quad B_- = 0; & B'_+ = 0, \quad B'_- \neq 0; \\
 \mathbf{F} = 0; & \mathbf{F} = \Delta E' \mathbf{q} - q[\mathbf{V}_q \times \mathbf{B}_+] = 0
 \end{array} \tag{4.4}$$

то мы придем к новому противоречию. Сравнивая случаи 1 и 4', 2 и 3', 3 и 2', 4 и 1', мы видим, что во всех этих парах при одинаковых ситуациях в смысле относительного движения нитей и заряда силы различны. А это уже было бы нарушением принципа относительности! Более того, при одинаковых ситуациях во всех этих парах отличны и электрические поля ΔE от заряженных нитей в неподвижной лабораторной системе S и в движущейся системе S' . Если допустить, что электродинамические явления в рассматри-

ваемых парах в действительности происходят все же одинаково, т.е. с соблюдением принципа относительности, то придем к другому противоречию, что физические свойства отрицательного и положительного заряда оказываются различными. Если из двух физических допущений – экспериментально достоверная симметрия физических свойств отрицательного и положительного заряда и экспериментально не установленное тождество законов электродинамики в покоящихся и движущихся относительно Земли системах отсчета – отдать предпочтение первому как не вызывающему сомнения, то мы вынуждены признать существование физической незквивалентности неподвижной на поверхности массивного гравитирующего тела Земли лабораторной системы отсчета по отношению к любой движущейся относительно ее.

Как видим, парадокс Фейнмана разрешить не так-то просто. Во всяком случае, если его разрешить так, как это сделано в [52], то в других ситуациях в той же физической системе мы придем к логическому нарушению принципа относительности и к установлению несоответствия законов электродинамики в покоящихся и движущихся относительно поверхности Земли системах отсчета.

Сопоставляя полученные результаты с известными экспериментальными фактами в области оптики [22, 24, 29, 30, 51] и электродинамики [52–55] и анализируя имеющиеся трудности в электродинамике [3, 20, 32], можно сделать вывод, что оптические и электродинамические свойства околосеменного пространства гравитационного поля и “физического вакуума” асимметричны в отношении выражения законов оптики и электродинамики в покоящихся и произвольно движущихся относительно поверхности Земли системах отсчета. Для окончательного решения вопроса о физических свойствах околосеменного пространства необходима постановка прямых оптических и электродинамических экспериментов в движущихся относительно поверхности Земли системах отсчета (наземный транспорт, самолеты, ИСЗ, КК).

5. Эффект Холла и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета

На гранях металлической пластинки, внесенной в магнитное поле, при пропускании через нее электрического тока в “продольном” направлении

возникает “поперечная” разность потенциала. Это явление называется эффектом Холла. Объясняется оно действием силы Лоренца на электрические заряды тока, принимающих участие в направленном движении. Сила Лоренца отклоняет электрические заряды тока в поперечном направлении, что приводит к появлению поперечного электрического поля E , действующего на электрические заряды тока с силой

$$\mathbf{F}_E = Ee^-, \quad (5.1)$$

которая компенсирует силу Лоренца F_H

$$\mathbf{F}_E + \mathbf{F}_H = \mathbf{E}e^- + \frac{e^-}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}] = 0. \quad (5.2)$$

Для металлов с электронной проводимостью данные рассуждения остаются справедливыми в том случае, если относительно лабораторной системы отсчета, в которой покоятся магнитное поле \mathbf{H}^- , в движении находятся электроны проводимости проводника. Если же проводник с током, находящийся в магнитном поле, привести в движение в направлении, обратном движению электронов проводимости в нем со скоростью, равной средней скорости направленного движения электронов в проводнике, то относительно лабораторной системы отсчета электроны будут в среднем покояться. Взаимодействие же движущихся ионов кристаллической решетки проводника с магнитным полем \mathbf{H}^+ уже не приводит к появлению поперечного электрического поля, так как сила Лоренца, действующая на ионы проводника

$$\mathbf{F}_H = \frac{e^+}{c} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}^+], \quad (5.3)$$

не может сместить их в кристаллической решетке. Следовательно, если в лабораторной системе отсчета электрический ток в проводнике создается движением ионов кристаллической решетки проводника, то эффекта Холла мы не можем наблюдать.

В связи с вышеприведенным очевидным выводом представляет интерес рассмотреть появление эффекта Холла в двух покоящихся в лабораторной системе отсчета K достаточно длинных параллельных проводниках при пропускании через них электрических токов в одном направлении. Предположим, что токи в проводниках $I_1 = I_2$ создаются движением электронов проводимости в них со средней направленной скоростью V . Ввиду того, что электроны одного проводника двигаются в магнитном поле $\mathbf{H}^- = (1/c)(2I/R)$ от другого проводника с током, то на электроны одного и другого проводника действует сила Лоренца, отклоняющая их к смежным сторонам проводников, и в сечении проводников в направлении, перпендикулярном к скорости V , устанавливается разная концентрация отрицательных зарядов, причем большая на смежных сторонах проводников, т.е. имеет место эф-

фект Холла. В системе K' , движущейся вместе с электронами проводимости, на электроны, которые покоятся в данной системе, сила Лоренца действовать не может. Однако наличие эффекта Холла в данных проводниках в лабораторной системе отсчета приводит к необходимости признать наличие его и в движущейся системе отсчета. С точки зрения классической электродинамики, данный вывод не находит себе объяснения, согласно же специальной теории относительности данный парадокс, якобы, разрешается тем, что в движущейся системе отсчета K' проводники необходимо считать заряженными положительно, в то время как в лабораторной системе отсчета они нейтральны [52]. Положительные заряды на проводниках притягиваю электроны проводимости к смежным сторонам и создают явление схожее с эффектом Холла.

Если же теперь в лабораторной системе отсчета K двум проводникам придать движение вдоль своего направления со скоростью V в сторону, обратную движению электронов проводимости в них, то в лабораторной системе отсчета электроны проводимости проводника окажутся покоящимися, а ионы кристаллической решетки проводника – движущимися. Так как в лабораторной системе отсчета K магнитное поле $\mathbf{H}^+ = (1/c)(2I/R)$ в данном случае создается движением ионов кристаллической решетки проводника и в этом магнитном поле электроны проводимости проводника покоятся, то на них сила Лоренца действовать не может и эффект Холла в проводниках должен отсутствовать. Однако, согласно допущениям [52], в системе отсчета, в которой электроны проводимости покоятся, а ионы кристаллической решетки движутся, проводники необходимо считать заряженными положительно. Но в таком случае в лабораторной системе отсчета при покоящихся электронах проводимости проводников также должен наблюдаться эффект Холла. С другой же стороны, основываясь на физической симметрии положительного и отрицательного заряда, мы не можем отличить ток электронный от тока ионного. Следовательно, если в системе, в которой электроны покоятся, а ионы движутся, проводники заряжаются положительно, тогда, соблюдая симметрию относительно электрических зарядов, мы должны утверждать, что в системе, в которой покоятся ионы и движутся электроны, проводники также должны заряжаться отрицательно. Однако, если допустить, что в первом случае при покоящихся в лабораторной системе отсчета K ионах кристаллической решетки и движущихся электронах проводимости проводники заряжаются отрицательно, то в лабораторной системе отсчета эффект Холла, , в общепринятом его понимании, должен вообще отсутствовать.

Не зная ничего относительно равнозначности систем отсчета покоящейся в гравитационном поле Земли и движущейся относительно нее, но осно-

вываясь на экспериментально достоверной физической симметрии положительного и отрицательного заряда и на существовании эффекта Холла в лабораторной системе отсчета при движущихся электронах проводимости проводников, мы вынуждены признать, что если в лабораторной системе отсчета электрический ток создан движением электронов проводимости в проводниках, и проводники при этом оказываются не заряженными отрицательно, то если в лабораторной системе отсчета электрический ток будет создан движением ионов кристаллической решетки проводников, то проводники также должны быть не заряженными, и эффект Холла в проводниках должен отсутствовать. Но подобные, казалось бы, логически здравые рассуждения при оценке физической ситуации с электрическими токами и магнитными полями от параллельных проводников, приводят нас к заведомо ошибочным выводам о возможности нарушения физической симметрии положительных и отрицательных электрических зарядов.

Данное предположение требует экспериментальной проверки. Если в лабораторной системе отсчета проводник с ионным током окажется заряженным положительно, то необходимо будет поставить под сомнение физическую симметрию отрицательных и положительных зарядов или считать, что в лабораторной системе отсчета проводник с электронным током заряжается отрицательно и эффект Холла как физическое явление вообще отсутствует. Если же окажется, что проводник с электронным током в лабораторной системе отсчета действительно остается нейтральным и эффект Холла существует, что принимается в физике пока как очевидное, то необходимо будет поставить под сомнение физическую симметрию лабораторной и движущейся систем отсчета, т.е. системы отсчета покоящейся относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли и движущейся относительно нее.

Сопоставляя результаты, полученные при рассмотрении электродинамической задачи с эффектом Холла в параллельных проводниках в покоящейся и в движущейся относительно поверхности Земли системах отсчета, с результатами рассмотрения других электродинамических задач [3, 4], в которых также обнаруживается асимметрия законов электродинамики в покоящейся и в движущейся системах отсчета, представляется возможным делать логически более обоснованные выводы о действительных асимметрических свойствах покоящихся и движущихся систем отсчета в реальном окружающем нас пространстве. Принимая во внимание, что в рассматриваемых электродинамических задачах исходные предпосылки расчетов всегда корректируются результатами, прежде всего, реальных наблюдений в неподвижной на поверхности Земли лабораторной системе отсчета, то можно прийти к логическому заключению, что выявляющиеся в расчетах заметно

выраженные (в приближении V/C) асимметричные свойства покоящихся и движущихся систем отсчета очевидно отражают собой действительные асимметричные свойства реального околоземного пространства гравитационного поля и “физического вакуума” в отношении выражения законов электромагнетизма в покоящихся и в движущихся относительно поверхности Земли системах отсчета. К аналогичным выводам об отличии законов электродинамики в покоящихся и движущихся относительно поверхности Земли системах отсчета приводят и результаты совместного анализа имеющихся в настоящее время экспериментальных фактов в области оптики [3, 12]. Результаты проведенных оптических экспериментов показывают, что оптические законы во вращающихся локально относительно поверхности Земли системах отсчета (положительные результаты опытов типа Саньяка [22–24]) в приближении V/C отличны от законов оптики во вращающейся глобальной системе отсчета, связанной с поверхностью Земли в целом (отрицательные результаты опытов типа Майкельсона и его аналогов [27–29, 45–47]).

Представленный выше последовательный и логически анализ электромагнитных явлений в покоящихся и в движущихся относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли системах отсчета и сопоставление анализируемых явлений с результатами уже известных экспериментальных наблюдений в условиях на поверхности Земли, отражают собой попытки логически обоснованных обобщений известных экспериментальных и теоретических фактов для обоснования правомерности применимости одной или другой физической теории к описанию явлений окружающего нас мира. Это наглядный пример логических здравых рассуждений при оценке физических явлений окружающей нас действительности. Для сравнения можно привести, например, попытки аналогичного формального логического анализа при обосновании положительных результатов опытов типа Саньяка, но при использовании математически абстрактных методов ОТО [25].

Основываясь только на чисто кинематических эффектах преобразования метрического тензора в покоящейся и вращающейся системах отсчета полагается, что в любой вращающейся системе отсчета луч света должна полностью отставать от вращения, что вроде бы и наблюдается в оптическом опыте Саньяка при вращении установки относительно поверхности Земли. Но если общая теория вращающихся систем отсчета действительно является **«общей теорией»**, то она должна быть применима конечно же и к вращающейся системе отсчета, связанной с вращающейся Землей в целом. Если методы ОТО действительно устанавливают общий закон для любых вращающихся систем отсчета, то применительно к вращающейся Земли в це-

лом луч света на поверхности ее также должен отставать от вращения, чего в действительности не наблюдается, что противоречит экспериментально наблюданной симметрии скорости света на поверхности Земли во всех направлениях в опытах типа Майкельсона и его аналогах [27–29].

В настоящее время достоверность симметрии скорости света относительно поверхности Земли подтверждена уже прямыми оптическими измерениями в опытах первого порядка относительно V/C [30], в которых используется незамкнутый оптический путь. В эксперименте этого типа симметрия скорости света относительно поверхности Земли подтверждена с точностью до 0,9 м/с при предсказываемой методами ОТО асимметрии скорости света относительно поверхности Земли порядка 300 – 400 м/с.

Основываясь на результатах совместного анализа экспериментальных и теоретических фактов в области оптики и электродинамики околоземного пространства и возвращаясь к рассмотренной выше электродинамической задаче с эффектом Холла в параллельных проводниках, можно заключить, что возникшая в задаче парадоксальная ситуация является следствием допустимости к реальному околоземному пространству абстрагированных представлений СТО и ОТО о симметрии пространства и об эквивалентности покоящихся и движущихся (вращающихся) систем отсчета. Результаты исследований показывают, что реальное околоземное пространство гравитационного поля и “физического вакуума” асимметрично по своим свойствам, и представление об эквивалентности покоящихся и движущихся систем отсчета в таком пространстве недопустимо. Для прямой проверки асимметричных свойств околоземного пространства необходима постановка оптических и электродинамических экспериментов в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета по измерению (пр прямыми методами) скорости света в таких системах отсчета по направлению движения и против и измерению электрических и магнитных полей от покоящихся и движущихся электрических зарядов [58–60]. До настоящего времени постановка таких экспериментов не осуществлялась.

6. Об электродинамическом аналоге уравнения Бернули для электронов проводимости в кристаллической решетке проводника

Рассмотрим направленное движение электронов проводимости в кристаллической решетке проводника переменного сечения (рис. 5) [61]. Так как электроны проводимости в кристаллической решетке проводника находятся в свободном состоянии, то к ним допустимо представление “электронного газа” [62]. Из уравнения непрерывности потока “электронного газа” в стационарном состоянии в любой промежуток времени Δt количество частиц “электронного газа”, проходящих через сечение S_1 со скоростью V_1 , должно быть равно количеству частиц “электронного газа”, проходящих через сечение S_2 со скоростью V_2 , т.е.

$$S_1 V_1 n_0 \Delta t = S_2 V_2 n_0 \Delta t, \quad (6.1)$$

где n_0 – концентрация свободных электронов в металле, $S_1 V_1 \Delta t$ – объем “электронного газа”, проходящего через сечение S_1 за промежуток времени Δt . Концентрация электронов проводимости n_0 (или плотность “электронного газа”) в кристаллической решетке нейтрального проводника в любом его сечении всегда должна быть равна концентрации ионов в единице объема самой кристаллической решетки проводника (условие полной компенсации электрического заряда проводника). Причем концентрация электронов проводимости в проводнике должна оставаться постоянной даже в том случае, когда электронам проводимости придается скорость направленного движения относительно кристаллической решетки проводника (проводник с которым принимается нейтральным [52]).

При перемещении какого-либо элемента массы “электронного газа” Δm от сечения S_1 до сечения S_2 скорость его изменяется от V_1 до V_2 ($V_2 > V_1$). Для того, чтобы ускорить элемент массы Δm “электронного газа” от скорости V_1 до скорости V_2 , к нему необходимо приложить ускоряющую силу f . Этой силой является сила давления p на выделенный объем между сечениями S_1 и S_2 со стороны “электронного газа”, находящегося перед сечением S_1 и после сечения S_2

$$f_1 = p_1 S_1, \quad -f_2 = p_2 S_2. \quad (6.2)$$

При ускорении элемента Δm массы “электронного газа” от скорости V_1 до скорости V_2 затрачивается работа A , равная



Рис. 5

$$A = f_1 \Delta l_1 - f_2 \Delta l_2 = p_1 S_1 (V_1 \Delta t) - p_2 S_2 (V_2 \Delta t) = \frac{\Delta m V_2^2}{2} - \frac{\Delta m V_1^2}{2}. \quad (6.3)$$

Так как $\Delta m = \Delta v n_0 m_e$, то из непрерывности потока “электронного газа” в проводнике для элементарного перемещаемого объема Δv находим, что

$$\Delta v = S_1 V_1 \Delta t = S_2 V_2 \Delta t. \quad (6.4)$$

Деля правую и левую части равенства (6.3) на объем Δv и замечая, что $\Delta m / \Delta v$ есть плотность “электронного газа” в металле ρ_0 , получим

$$p_1 - p_2 = \frac{\rho_0 V_2^2}{2} - \frac{\rho_0 V_1^2}{2}, \quad (6.5)$$

где $\rho_0 = n_0 m_e$, или в другом виде

$$p_1 + \frac{\rho_0 V_1^2}{2} = p_2 + \frac{\rho_0 V_2^2}{2}. \quad (6.6)$$

Здесь p_1 и V_1 – давление “электронного газа” и его скорость в сечении S_1 ; p_2 и V_2 – давление “электронного газа” и его скорость в сечении S_2 ; n_0 – концентрация свободных электронов в металле. Полученное соотношение (6.6) является уравнением Бернулли для “электронного газа” в кристаллической решетке проводника.

Представляет интерес выяснить физические причины, которые обусловливают понижение давления “электронного газа” в кристаллической решетке проводника при увеличении скорости его движения. Рассмотрим границу раздела $C-C$ (рис. 6), которая отделяет движущийся “электронный газ” в проводнике A от покоящегося “электронного газа” в проводнике B . Определим все электрические и магнитные силы, которые действуют на два взаимодействующих между собой на границе раздела электрона e_1 и e_2 , один из которых e_1 движется со скоростью V_1 , а второй e_2 покойится. Учитывая малое расстояние между взаимодействующими электронами e_1 и e_2 , можно положить, что суммарное электрическое поле в точке их нахождения от всех ионов проводника A и B будет соответственно E_{A_i} и E_{B_i} , а от всех электронов этих же проводников – E_{A_e} и E_{B_e} . Результирующая сила, действующая на заряды e_1 и e_2 , определится как

$$\Delta f = f_{e_2} - f_{e_1}$$

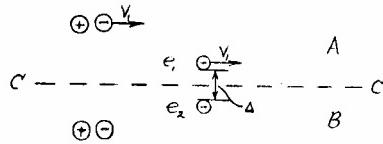


Рис. 6

или

$$\Delta f = (E_{B_e} - E_{B_i} + E_{A_i} - E_{A_e})e_2 - (E_{B_i} - E_{B_e} + \alpha_1 E_{A_e} - E_{A_i})e_1, \quad (6.7)$$

где коэффициент α_1 отражает собой магнитное взаимодействие между движущимся электроном e_1 и магнитным полем от движущегося “электронного газа”. Исходя из одинаковой величины концентрации ионов и электронов в проводниках A и B , можно положить

$$E_{A_i} = E_{A_e}, \quad E_{B_i} = E_{B_e}. \quad (6.8)$$

С учетом (6.8) и (6.7) получим

$$\Delta f = E_{A_i}e_2 - \alpha_1 E_{A_e}e_1. \quad (6.9)$$

Результирующая сила Δf направлена от электрона e_2 к электрону e_1 . Силу магнитного взаимодействия между движущимся электроном e_1 и движущимся “электронным газом” проводника A можно представить в виде

$$\alpha_1 E_{A_e} e_1 = E_{A_e} e_1 - \frac{e_1}{c} (V_1 \cdot H_{A_e}), \quad (6.10)$$

где для нерелятивистского случая имеем

$$H_{A_e} = \frac{V_1}{c} E_{A_e}. \quad (6.11)$$

Из (6.9) и (6.10) окончательно находим

$$\Delta f = E_{A_i} e_1 - E_{A_e} e_1 + \frac{e_1}{c} (V_1 \cdot H_{A_e})$$

или

$$\Delta f = \frac{e_1}{c} (V_1 \cdot H_{A_e}), \quad (6.12)$$

т.е. уменьшение давления “электронного газа” в кристаллической решетке проводника при его поступательном движении полностью обусловлено наличием сил магнитного притяжения между движущимися электронами этого газа.

Для определения результирующего давления “электронного газа” p_e на какую-либо единичную площадь S границы раздела $C-C$ необходимо, оче-

видно, просуммировать силы от всех электронов, находящихся на этой площади

$$p_e = n_0^{2/3} \Delta f = \frac{n_0^{2/3} e_1}{c} (V_1 \cdot H_{A_e}) . \quad (6.13)$$

Результирующее давление p_e можно найти также и из обычного “механического” уравнения Бернулли (6.6), если положить $p_2 = 0$ и $V_2 = 0$, т.е.

$$p_e = \Delta p = p_0 - p_1 = \frac{\rho_0 V_1^2}{2} , \quad (6.14)$$

где $\rho_0 = n_0 m_e$. Из (6.14) видно, что результирующее давление на единичную площадь границы раздела двух сред определяется кинетической частью уравнения (6.6). Следовательно, с учетом (6.13) и (6.14) уравнение Бернулли (6.6) в полном виде можно представить

$$p_1 + \frac{n_0^{2/3} e_1}{c} (V_1 \cdot H'_{A_e}) = p_2 + \frac{n_0^{2/3} e_2}{c} (V_2 \cdot H''_{A_e}) . \quad (6.15)$$

Принимая во внимание (6.11), будем иметь

$$p_1 + \left(\frac{n_0^{2/3} E'_{A_e} e_1}{c^2} \right) V_1^2 = p_2 + \left(\frac{n_0^{2/3} E''_{A_e} e_2}{c^2} \right) V_2^2 . \quad (6.16)$$

Напряженность электрического поля E_{A_e} на поверхности цилиндрического проводника радиуса R от всех электронов проводимости его найдется из соотношения

$$E'_{A_e} = \frac{2\sigma_1}{R_1} = \frac{2en_0 S_1}{R_1} = \frac{2en_0 \pi R_1^2}{R_1} = en_0 L_1 \quad (6.17)$$

где σ_1 – линейная плотность электронов проводимости в проводнике, $L_1 = 2\pi R_1$ – периметр проводника. Из (6.16) и (6.17) окончательно будем иметь

$$p_1 + \left(\frac{e^2 n_0^{5/3} L_1}{c^2} \right) V_1^2 = p_2 + \left(\frac{e^2 n_0^{5/3} L_2}{c^2} \right) V_2^2 . \quad (6.18)$$

Для того чтобы провести реальную оценку полученного электродинамического уравнения Бернулли (6.18), проведем некоторые преобразования выражений в скобках применительно к единичному объему

$$\left(\frac{e^2 n_0^{5/3} L}{c^2} \right) = \left[(2n_0^{2/3} r_0 L) \frac{N_0}{2} \left(\frac{e^2}{r_0 c^2} \right) \right] , \quad (6.19)$$

где r_0 – классический радиус электрона. Используя справедливое для электрона соотношение

$$m_e c^2 = e^2 / r_0, \quad (6.20)$$

перепишем уравнение (6.18) в виде

$$p_1 + (2n_0^{2/3} r_0 L_1) \frac{m_e n_0 V_1^2}{2} = p_2 + (2n_0^{2/3} r_0 L_2) \frac{m_e n_0 V_2^2}{2} \quad (6.21)$$

или

$$p_1 + \gamma_1 \frac{\rho_0 V_1^2}{2} = p_2 + \gamma_2 \frac{\rho_0 V_2^2}{2}, \quad (6.22)$$

где $\gamma = 2n_0^{2/3} r_0 L$ – безразмерный коэффициент, $\rho_0 = n_0 m_e$ – плотность “электронного газа”.

Сравнивая (6.6) с (6.22), можно заметить, что рассмотрение чисто электрического и магнитного взаимодействия между всеми зарядами проводника A и B с током и без тока приводит нас вновь к выводу о применимости уравнения Бернулли для “электронного газа” в кристаллической решетке проводника. Принимая во внимание, что для реального проводника имеем $n_0 = 2,68 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и $r_0 = 2,81 \cdot 10^{-13}$ см, для коэффициентов γ_1 и γ_2 найдем

$$\gamma_1 \approx 5,05 L_1, \quad \gamma_2 \approx 5,05 L_2, \quad (6.23)$$

и электродинамическое уравнение Бернулли принимает окончательный вид

$$p_1 + 5,05 L_1 \frac{\rho_0 V_1^2}{2} = p_2 + 5,05 L_2 \frac{\rho_0 V_2^2}{2}. \quad (6.24)$$

Таким образом, электродинамическое уравнение Бернулли (6.24) для “электронного газа” в кристаллической решетке проводника, найденное из рассмотрения чисто электромагнитных взаимодействий поступательно движущегося “электронного газа” с рассматриваемой стенкой $C-C$, несколько отличается от такого же уравнения (6.6), найденного из рассмотрения чисто механических взаимодействий “электронного газа” с этой же стенкой $C-C$. Естественно, возникает вопрос, какое из этих уравнений можно считать более приемлемым при описании физического явления протекания электрического тока по проводнику?

С “механической” точки зрения электрон может оказывать давление на стенку $C-C$ (рис. 6) только в том случае, если он обладает кинетической энергией и направлением движения в сторону данной стенки. Те же электроны, у которых в рассматриваемый момент кинетическая энергия равна нулю, или те, которые движутся от стенки $C-C$, давления на указанную стенку не оказывают. С электромагнитной же точки зрения давление на стенку $C-C$ оказывают все электроны как проводника A , так и проводника B вне зависимости от направления их движения и наличия кинетической

энергии. Учитывая, что все “механические” взаимодействия в микромире (молекулярные, атомные) сводятся, в конечном счете, только к электромагнитным взаимодействиям, можно сделать вывод, что уравнение (6.24) должно более точно отражать электромагнитную природу взаимодействия “электронного газа” со стенкой С–С.

Представляется интересным следствие из уравнения (6.24), что изменение давления в движущемся поступательно со скоростью V потоке “электронного газа” должно зависеть также от периметра L , охватывающего в рассматриваемом сечении весь движущийся поток (для сечения круглой формы) и не зависит от формы и размеров объема соприкасающегося со стенкой С–С покоящейся среды. Данный вывод вполне очевиден с точки зрения электромагнитной природы взаимодействия между молекулами, ионами и электронами проводимости рассматриваемой среды и должен быть справедливым также и для реальных газов и жидкостей.

Основываясь на применимости уравнения Бернулли для “электронного газа” в кристаллической решетке проводника, можно предвидеть возможность существования новых неизвестных ранее электродинамических явлений и эффектов. Если к проводнику A (рис. 3) присоединить проводник B и “электронный газ” в проводнике A привести в поступательное движение со скоростью V_1 (создать в нем ток I_1) (рис. 7), то давление “электронного газа” p_1 в проводнике A окажется меньшим давления p_0 в проводнике B . Причем, согласно (6.6) или (6.24), будем иметь

$$p_0 = p_1 + \frac{m_e n_0 V_1^2}{2} \quad (6.25)$$

или

$$p_0 = p_1 + 5,05 L_1 \frac{\rho_0 V_1^2}{2}. \quad (6.26)$$

За счет уменьшения давления “электронного газа” в проводнике A “электронный газ” из проводника B будет “подсасываться” в проводник A , создавая тем самым движение “электронного газа” (электрический ток) и в обеспеченном проводнике B .

При $V_2 = 0$ давление “электронного газа” p_0 в проводнике B ориентиро-

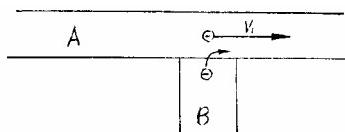


Рис. 7

вочно можно определить через его объем v , число электронов проводимости N в этом объеме и среднюю кинетическую энергию одного электрона $E = m_e \tilde{V}^2/2$ известной формулой кинетической теории газов [62]

$$p_0 v = \frac{1}{3} N m_e \tilde{V}^2 = \frac{2}{3} N \left(\frac{m_e \tilde{V}^2}{2} \right). \quad (6.27)$$

Учитывая, что $N/v = n_0$, из (6.25) и (6.27) можно найти

$$p_0 = \frac{m_e n_0}{2} \left(\frac{2}{3} \tilde{V}^2 - V_1^2 \right), \quad (6.28)$$

т.е. давление “электронного газа” определяется как средней скоростью \tilde{V} хаотического теплового движения электронов проводимости в кристаллической решетке проводника, так и скоростью V_1 направленного движения его. С учетом поправок, обусловленных квантовыми эффектами, для давления “электронного газа” в кристаллической решетке проводника при поступательной скорости его $V_1 = 0$, согласно [62], имеем

$$p_0 = \frac{\beta \hbar^2 z^{5/3}}{12 \gamma m_e R^5}, \quad (6.29)$$

где β – постоянная порядка 1; \hbar – постоянная Планка; z – валентность металла, γ – постоянная порядка 1; m_e – масса электрона, R – расстояние между соседними ионами металла. С учетом (6.26) и (6.29), для статического давления p_0 поступательно движущегося “электронного газа” в кристаллической решетке проводника будем иметь

$$p_1 = \frac{\beta \hbar^2 z^{5/3}}{12 \gamma m_e R^5} - \frac{m_e n_0 V_1^2}{2}. \quad (6.30)$$

В слаботочных электрических цепях, при плотностях электрического тока, не превышающих единиц $\text{А}/\text{мм}^2$, явление “подсоса” электронов проводимости из обесточенных проводников практически ничтожно ввиду малой скорости поступательного движения электронов проводимости в кристаллической решетке проводника, достигающей значений порядка единиц $\text{мм}/\text{с}$. Однако при индуцировании импульсных токов в проводниках, при которых плотность тока может достигать 10^5 – $10^6 \text{ А}/\text{мм}^2$, а скорость электронов проводимости может возрастать до величин 10^2 – $10^3 \text{ м}/\text{с}$, эффект “подсоса” электронов проводимости из обесточенных проводников может возрасти на 10–12 порядков и может представлять уже определенный практический интерес. Материалы данной работы [61] были опубликованы еще в 1975 г. и только в 1985 г. были получены подтверждения [63], что эффект положительной зарядки проводника с электронным током действи-

тельно существует. При этом следует отметить, что согласно формальных релятивистских представлений СТО, проводник с электронным током, в состоянии его покоя в неподвижной лабораторной системе отсчета, должен приобретать отрицательный электрический заряд, а не положительный. Таким образом, можно констатировать также, что положительные результаты эксперимента [63] также однозначно подтверждают ограниченность релятивистских представлений абстрактной теории СТО применительно к реальному околоземному пространству гравитационного поля и физико-вакуума.

В теоретическом плане явление релятивистской раскомпенсации токовых систем, как отмечалось выше, рассматривалось еще в книге Р.Фейнмана [52]. В практическом плане явление возможной релятивистской электрической раскомпенсации токовых систем еще в 1970-1980 гг. серьезно обсуждалось в печати. Дело все в том, что практически все токовые системы на поверхности Земли связаны, прежде всего, с электронными носителями тока, в том числе и все биологические объекты. А это означает, что все токовые системы и биологические объекты должны быть заряжены отрицательно. Непосредственно теоретическому обоснованию этого феномена, в свое время, была посвящена диссертация В.И.Докучаева, который доказывал возможность излучений от живых объектов переменных электрических полей в виде продольных электромагнитных волн. При личных встречах с В.И.Докучаевым автор неоднократно пытался убедить его в ошибочности СТО и релятивистских представлений и что реальным является эффект не отрицательной, а положительной зарядки токовых систем с электронными носителями тока. И только когда появились подтверждения в публикации [63], автор передал копию этой статьи лично В.И.Докучаеву.

6. О проверке фундаментальных соотношений на ИСЗ

Значительные успехи в развитии современной космической техники привели к появлению в физике целого ряда новых направлений исследований, таких как физика околоземного и космического пространства, околоземная и космическая радиосвязь, космическое телевидение, аэродинамика искусственных небесных тел, физика взаимодействия искусственных небесных тел со средой, исследования Солнца, звезд, галактик с искусственных спутников Земли (ИСЗ) и с космических кораблей (КК) и т.д. Достигнутые в космической технике успехи позволяют решать ряд практических задач по

установлению на Земле глобальной системы радиосвязи и системы телевидения через ИСЗ, осуществления системы глобальной метеослужбы и системы глобального слежения за состоянием вод в океанах и их перемещением, проведения геофизических исследований поверхности Земли и ее природных запасов и полезных ископаемых. Основным направлением нового этапа развития космической техники будет реализация проектов прикладных ИСЗ, создание транспортных космических кораблей на 50–100 человек с полезным объемом до 1000 м³, орбитальных станций, межпланетных космических кораблей [64–66]. Большое значение придается запускам многоцелевых научных ИСЗ [67]. В космическом пространстве в настоящее время находят широкое применение самые разнообразные научные приборы и установки, до недавнего времени применяемые только в условиях на поверхности Земли. Планируются запуски новой научной аппаратуры и проведение в космосе целого ряда новых физических экспериментов, до настоящего времени проводимых также в условиях только на поверхности Земли. Предлагаются запуски на орбиту сложнейшей радиотехнической аппаратуры, радиолокационных систем, лазерных систем, ядерных реакторов, ЭВМ. Предлагается установка на ИСЗ ускорителя заряженных частиц на предельные энергии [19, 68, 69]. Расчеты всех этих сложнейших систем проводятся обычно также применительно только к физическим условиям на поверхности Земли. В связи с этим приобретает исключительно большое актуальное значение вопрос о полной физической эквивалентности условий на поверхности Земли и, например, на искусственном спутнике Земли и достоверность результатов измерений приборов, установленных на объектах, движущихся относительно поверхности Земли. Как известно, вся эта сложнейшая техническая и электронная аппаратура расчитывается и строится в условиях на поверхности Земли в неподвижной лабораторной системе отсчета. Между тем как реальная практическая работа этих устройств должна происходить в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета, т.е. заведомо в других физических условиях. В настоящее время исключительно актуальным становится вопрос, насколько физические условия на космическом объекте оказываются эквивалентными физическим условиям в покоящейся на поверхности Земли системе отсчета. Принима во внимание, что до настоящего времени прямых экспериментов (механических, оптических, электродинамических) в движущейся относительно поверхности Земли не ставилось, то представляется актуальным вопрос

об экспериментальной проверке в условиях движущихся относительно поверхности Земли искусственных небесных тел основных фундаментальных соотношений физики: специального и общего принципа относительности,

принципа эквивалентности, закона всемирного тяготения, статического закона Кулона, закона постоянства скорости света, инвариантности законов электродинамики и т.д. Впервые за всю историю существования в физике бесконечных споров о пустом и не пустом пространстве, о физическом вакууме реального околоземного и космического пространства, представляется наконец реальная возможность прямой проверки эквивалентности физических свойств покоящейся в гравитационном поле Земли системы отсчета и в любой движущейся относительно ее, например на ИСЗ, КК, на которые долгое время были наложены всякого рода академические запреты. Мною лично неоднократно получались официальные письма из отделения физики и астрономии АН СССР, в которых научнообразно утверждалось, что любые материалы, в которых поднимаются вопросы критики СТО и ОТО к рассмотрению не принимаются. Если реальное околоземное пространство гравитационного поля и “физического вакуума” по своим физическим свойствам действительно окажется существенно отличным от абстрагированного пустого пространства СТО и абстрагированного ковариантного пространства ОТО, то многочисленные трудности, противоречия и парадоксы могут найти свое непротиворечивое разрешение. И уже проведенный предварительный теоретический анализ этих противоречий и парадоксов показывает, что это действительно так. К такого рода трудностям можно отнести, например, попытки интерпретации методами СТО и ОТО имеющихся экспериментальных и теоретических фактов в области оптики и электродинамики околоземного пространства [3,4,20,36,58,72,73], а также в области физики ядра и элементарных частиц и в некоторых других прикладных областях. Рассмотрим несколько примеров, в которых затрагиваются фундаментальные положения современной физики.

В области оптики в настоящее время достоверно известно, что скорость света симметрична относительно поверхности вращающегося гравитирующего тела Земли во всех направлениях с точностью до десятков и единиц см/с [26–30], т.е. скорость света на поверхности Земли определяется соотношением вида $C = C_0 = \text{const}$ во всех направлениях относительно поверхности планеты. Однако в настоящее время также достоверно с большой степенью точности известно, что скорость света в локально вращающейся относительно поверхности Земли системе отсчета определяется соотношением вида $C = C_0 \pm \Omega R$ или $C = C_0 \pm V$ [13,22–24,70,71], где Ω – угловая скорость вращения, V – линейная скорость вращения. Совместная интерпретация данных экспериментальных результатов оказывается затруднительной как с позиций СТО, так и с позиций ОТО. Если исходить из исходных концепций СТО о неизменной скорости света $C = \text{const}$ в любых движущихся относительно друг друга инерциальных системах [19] и считать,

принимая во внимание значительные размеры тела Земли, что система отсчета, связанная с поверхностью вращающейся Земли и система отсчета связанная с локально движущимся относительно поверхности Земли прибором, в каком-то приближении являются инерциальными, то обнаруживается, что применительно к вращающейся системе отсчета, связанной с Землей в целом, концепции СТО о скорости света $C = C_0 = \text{const}$ оказываются допустимыми, между тем как для локально движущейся относительно поверхности Земли системы отсчета концепции СТО о постоянстве и симметрии скорости света оказываются нарушенными [39]. Таким образом, если вращающуюся систему отсчета, связанную с поверхностью Земли, в отношении выполнения закона $C = C_0 = \text{const}$ с точностью до единиц см/с можно считать инерциальной, то любая, например, вращающаяся локально относительно поверхности Земли система отсчета в приближении V/C не является такой. Причем следует особо обратить внимание на тот факт, что асимметрия скорости света в различных вращающихся локально относительно Земли системах отсчета обнаруживается не в различных же приближениях, что, казалось бы, и следовало ожидать из-за различия между собой локальных вращающихся систем в неизменном приближении V/C . Подобное поведение света во вращающейся локально относительно поверхности Земли системе отсчета с позиций СТО оказывается необъяснимым, что, в свою очередь, обостряет вопрос о причинах точного постоянства и симметрии скорости света во вращающейся системе отсчета, связанной с Землей в целом, так как неинерциальность Земли заведомо известна.

Если же исходить из концепций ОТО, что в любой вращающейся системе отсчета скорость света определяется соотношением вида $C = C_0 \pm \Omega R$, [16-18,25], то обнаруживается, что применительно к локально вращающимся относительно поверхности Земли системам отсчета концепции ОТО о скорости света $C = C_0 \pm \Omega R$ оказываются допустимыми, между тем как для вращающейся системы отсчета, связанной с Землей в целом, концепции ОТО об асимметрии скорости света на поверхности вращающейся Земли оказываются нарушенными [26–30]. Согласно ОТО, применительно к околосземному пространству скорость света на поверхности Земли в экваториальной части по направлению суточного вращения ее и против должна определяться соотношением $C = C_0 \pm 400 \text{ м/с}$, где $\Omega R_0 = 400 \text{ м/с}$ – скорость суточного перемещения поверхности Земли в пространстве, однако в опытах [26–30] асимметрии скорости света с достаточной степенью точности не обнаружено. После постановки точных опытов типа Майкельсона в условиях неподвижной на поверхности Земли системы отсчета, устанавливающих отсутствие влияния суточного вращения на скорость света [16], со всей определенностью можно уже утверждать, что интерпретация положительных

результатов опытов типа Саньяка методами ОТО и интерпретация положительных результатов опыта типа Майкельсона – Геля [33], [16] оказываются недопустимыми. Основываясь на уже имеющихся на сегодняшний день экспериментальных фактах, со всей определенностью можно утверждать, что закон распространения света в околоземном пространстве $C = C_0 \pm V$ оказывается асимметричным не только во вращающихся локально относительно поверхности Земли системах отсчета, что уже достоверно известно [22–24], но и в любых вращающихся глобально и движущихся произвольно относительно поверхности Земли системах отсчета [3,4,58–60]. Следовательно, в настоящее время приобретает исключительно большое значение вопрос о прямой проверке симметричных или асимметричных оптических свойств околоземного пространства в любых произвольно движущихся и вращающихся глобально относительно поверхности Земли системах отсчета. Представляется также актуальным исследование закона распространения света и применимости к этому закону принципа относительности СТО непосредственно на ИСЗ и КК в условиях околоземного и космического пространства.

Известны трудности [3,4,5,20,39,59,63,69], которые встречаются при использовании методов классической и специальной электродинамики и методов ОТО при рассмотрении ряда практических электродинамических задач, связанных с определением электрических и магнитных полей в покоящихся и в движущихся системах отсчета от локально вращающихся на поверхности Земли заряженных сфер и от заряженных сфер, связанных с вращающейся Землей в целом. Если исходить из экспериментально наблюдаемого в лабораторной системе отсчета соленоидального магнитного поля от вращающихся разноименно заряженных сфер сферического конденсатора (кольцевые токи конденсатора эквивалентны кольцевым токам замкнутых контуров), то применением известных методов электродинамики не удается показать отсутствие магнитного поля во вращающейся вместе с заряженными сферами конденсатора системе отсчета [3], причем задача оказывается неразрешимой в первом приближении V/C . Если рассматривать поверхность Земли как аналогичную вращающуюся сферу, то вопрос о применимости методов электродинамики СТО и ОТО на ее поверхности не является столь уж очевидным. Если известные законы электродинамики реально применимы на поверхности Земли, то применимость “земной” электродинамики в любых вращающихся как локально, так и глобально относительно поверхности Земли системах отсчета (например, в системе ИСЗ и КК) можно взять под сомнение, так как в других случаях, в аналогичных условиях, она оказывается заведомо неприменимой [3,4,5,20,39,61,63,69].

Естественно, возникает вопрос, какую величину поправки на электромагнитные явления можно ожидать во вращающейся (движущейся) относительно поверхности Земли системе отсчета (в системе ИСЗ, КК) от наличия фактора вращения Земли вокруг своей оси, вращения спутника около Земли и существования в околосземном пространстве “физического вакуума” и гравитационного поля массивного гравитирующего тела Земли. Прямым ответом на этот вопрос являются результаты совместного анализа имеющихся на сегодняшний день экспериментальных и теоретических фактов в области оптики и электродинамики околосеменного пространства. Положительные результаты оптических опытов типа Саньяка выявляют весьма важное физическое свойство околосеменного пространства, что при движении источника света относительно поверхности Земли скорость света в системе источника оказывается асимметричной уже в первом приближении V/C . Можно мысленно увеличить размеры установки опыта Саньяка, увеличив ее плечи до размеров Земли и поместив источники света, зеркала и приборы на нескольких ИСЗ, вращающихся в одной плоскости и расположенных по углам треугольника или квадрата, охватывающего Землю. Положительные результаты такого глобального опыта, с одной стороны, будут предопределены положительными результатами классического опыта Саньяка, проверенного в настоящее время с большой степенью точности с использованием квантовых генераторов и лазеров. Однако, с другой стороны, следует отметить, что положительные результаты такого мысленного глобального опыта Саньяка будут находиться уже в явном противоречии с расчетами этих результатов с использованием методов ОТО, так как положительные результаты такого глобального опыта будут только в том случае, когда угловые скорости вращения мыслимой глобальной установки опыта Саньяка будут отличаться от угловой скорости вращения самой Земли в целом. В этом случае положительные результаты мысленного опыта Саньяка однозначно определят собой непостоянство скорости света в системе спутника по направлению его вращения относительно Земли и против и, соответственно, постоянство скорости света только относительно поверхности Земли.

В системе спутника Земли, который движется относительно поверхности Земли со скоростью $V' = \Omega'R_0$, скорость света по направлению вращения спутника и против должна быть асимметричной и равной $C_0 \pm V'$. Таким образом, если в системе спутника Земли скорость света оказывается асимметричной уже в первом приближении, то одно только введение в классическую и релятивистскую электродинамику и в электродинамику ОТО (в уравнения Максвелла для электромагнитного поля) вместо константы $C = C_0 = \text{const}$ асимметричного ее значения $C = C_0 \pm V'$ приведет к принципиальному отличию (также в первом приближении) электродинамики в системе

спутника от “земной” электродинамики. Более того, так как скорость света остается величиной постоянной только относительно системы отсчета, не-подвижной относительно поверхности Земли [26–30, 51] как в гравитационном поле Земли, так и в суммарном нулевом поле в системе спутника, где гравитационное поле Земли скомпенсировано эквивалентным ему полем ускорения спутника (состояние невесомости), то следует логический вывод, что гравитационные поля, эквивалентные полям ускорения, и гравитационные поля реальных гравитирующих тел по своим физическим свойствам, в отношении отражения законов электродинамики, существенно различны. Это, в свою очередь, накладывает определенные ограничения и на применимость принципа эквивалентности в реальном пространстве.

Если бы в реальном случае влияние вращения системы отсчета и существование в пространстве гравитационного поля действительно сказывалось бы на электромагнитных явлениях только в высшем приближении V/C , как это принято считать в настоящее время в классических и релятивистских теориях, то вполне очевидно, что в более грубом приближении, и тем более в первом, любая электродинамическая задача всегда должна была бы разрешиться. Однако, в действительности, даже малейшее искривление траектории движения ставит современную электродинамику в трудное положение. Дело все в том, что до настоящего времени в физике не сформулировано понятие об *определенной мере неинерциальности системы* в зависимости от кривизны траектории и скорости движения, с помощью которой можно было бы, например, установить, в каком приближении должна возникнуть поправка к обычной классической или релятивистской электродинамике, если мы рассматриваем одну или другую вращающуюся систему, которые во столько-то раз отличаются друг от друга радиусом кривизны траектории и угловыми скоростями. Если же меры неинерциальности в физике нет, то вполне естественно, что малейшее искривление траектории движения ставит известные электромагнитные теории в такое положение, что с применением методов этих теорий либо отказываются от решения задач и относят их в область общей теории относительности [25, 74], где возможность их разрешения никак не упрощается, либо при решении подобных задач вообще игнорируют **факт** вращения, заменяя его мгновенным инерциальным состоянием. Однако игнорировать вращение оказывается возможным не всегда. Так как в реальном случае электродинамические задачи с вращающимися заряженными сферами относительно покоящейся и вращающейся систем отсчета не могут быть разрешены известными методами даже в первом приближении V/C , то, следовательно, следует признать, что **влияние факта** вращения и существования в околосземном пространстве “физического вакуума” и гравитационного поля вносит поправку на элек-

тромагнитные явления также определяемую в первом приближении V/C , как это установлено уже в оптических экспериментах. Такая большая величина поправки на электромагнитные явления от учета вращения и существования в околоземном пространстве “физического вакуума” и гравитационного поля может соответствовать только существованию в природе макроскопического (сильного) взаимодействия между электромагнитными и гравитационными полями, не рассматриваемого в современных теориях. Учет же существования макроскопического взаимодействия между электромагнитными и гравитационными полями удовлетворительно разрешает те трудности, которые имеют место в оптике и электродинамике околоземного пространства, и удовлетворительно решает проблему о физических размерах вращающихся гравитирующих систем, которые в ОТО ограничиваются чисто формальным соотношением $r < C/\Omega$ [25].

С запуском ИСЗ и КК появилась реальная возможность проверить основные фундаментальные соотношения физики в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета. Установка на спутниках различной радиотехнической аппаратуры навигации, радиолокационных систем, оптических и лазерных систем имеет непосредственное отношение к одной из фундаментальных постоянных физики – к постоянной скорости света $C_0 = \text{const}$. Если в опыте типа Саньяка с большой степенью точности определена скорость света $C_0 \pm V$ в системе, локально движущейся относительно поверхности Земли, то, очевидно, что вопрос о величине скорости света (или радиосигнала) в системе глобально движущегося относительно поверхности Земли ИСЗ или КК остается открытым. В абсолютном значении поправка в ~ 8 км/с к скорости света 300 000 км/с невелика, но, с теоретической точки зрения, установление ее имело бы исключительно большое значение для общих фундаментальных представлений физики. При теоретическом рассмотрении электродинамических задач в системе ИСЗ и КК, а также для целей точной космической навигации, учет отклонений от обычной электродинамики может представить уже определенный научный и практический интерес. Для окончательного подтверждения существования физической симметрии или асимметрии систем отсчета, покоящихся в околоземном пространстве “физического вакуума” и гравитационного поля и движущихся относительно нее, необходима постановка на ИСЗ соответствующих прямых оптических экспериментов по измерению скорости света.

В связи с предложением установки на ИСЗ ускорителей заряженных частиц возникает реальная возможность прямой проверки “механических” симметричных или асимметричных свойств околоземного пространства. Если во вращающейся системе отсчета, связанной, например, со спутником Земли, будет обнаружена аналогичная асимметрия скорости света $C = C_0 \pm$

V , как и во вращающейся системе отсчета, связанной с установкой типа Саньяка, то при ускорении заряженных частиц на ускорителе, установленном на ИСЗ, представится реальная возможность ускорять заряженные частицы до максимальных скоростей $C_0 \pm V$ относительно ИСЗ. Энергия ускоренных частиц относительно ИСЗ в этом случае будет определяться тем же методом, как она определяется в лабораторной системе отсчета, когда мишень движется навстречу ускоренному пучку заряженных частиц, т.е. методом встречных пучков [19]. Чтобы получить такую энергию взаимодействия ускоренных зарядов с мишенью в лабораторной системе отсчета, мишень необходимо двигать в ускорителе навстречу ускоренным зарядам, между тем как аналогичная ситуация с ускорителем на ИСЗ будет реализована с покоящейся относительно ускорителя мишенью и соответствующей ориентацией ускорителя, чего в лабораторной системе ни при каких условиях реализовать не удастся. Экспериментальные исследования с ускорителем заряженных частиц на ИСЗ позволят определить границы применимости релятивистских законов для массы и энергии ускоренных частиц и проверить релятивистский закон сложения скоростей в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета. Значение экспериментальных исследований на ИСЗ с ускорителем заряженных частиц особенно возрастают, если с помощью установки такого типа представляется возможным проводить научные исследования по фундаментальным физическим проблемам, выполнение которых в наземных условиях невозможно. К числу таких проблем относятся фундаментальные исследования по электродинамике взаимодействующих частиц, по ядерной физике, по фундаментальным проблемам специальной и общей теории относительности и другие.

В заключение хотелось бы отметить, что актуальная необходимость проверки основных фундаментальных соотношений современной физики, законов оптики, электродинамики и релятивистской механики в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета следует не только из имеющихся трудностей в области оптики и электродинамики околоземного пространства, но и непосредственно следует из формулировки основного постулата теории относительности принципа относительности [21,25], в согласии с которым законы механики, оптики, электродинамики и другие фундаментальные законы природы должны быть проверены, по крайней мере, в двух движущихся относительно друг друга системах отсчета. Такими системами отсчета в реальном случае могут быть поверхность Земли и движущийся относительно нее искусственный спутник Земли. Известно, что до настоящего времени прямой проверки справедливости принципа относительности применительно к реальным явлениям в околоземном пространстве не проводилось, хотя о необходимости такой проверки упомина-

лось в свое время А. Пуанкаре [11]. С проверкой законов механики, оптики и электродинамики в движущихся относительно поверхности Земли системах отсчета на ИСЗ и КК будет, наконец, завершено экспериментальное обоснование принципа относительности и доказана его полная неприменимость в реальном околоземном пространстве.

8. Об ограниченности методов классической и релятивистской электродинамики в условиях на поверхности Земли

В жизни всего человечества и всего живого на Земле явления электромагнетизма играли и продолжают играть исключительно большое значение. Между тем как осознанное и серьезное изучение законов электромагнетизма человечеством началось всего лишь каких-то три – четыре века тому назад. Значение начальных классических представлений о законах электромагнетизма и о законах электродинамики в современной физике исключительно велико. Основные положения теории электромагнетизма в классическом и релятивистском приближении служат исходным пунктом при построении как классической, так и в значительной степени квантовой теории поля. Законы электромагнетизма нашли широкое применение в науке и технике, в промышленности, в сельском хозяйстве, в быту. В настоящее время трудно найти области науки и техники, которые, в той или иной степени, не были бы связаны с законами электромагнетизма. Классическую и релятивистскую теории электромагнетизма трудно рассматривать в качестве теорий, значение которых ограничивается только тем, что они дают возможность описывать электромагнитные явления. Влияние этих теорий выходит далеко за пределы какой-либо одной области физики: обобщения законов электромагнетизма приводят к необходимости построения новой кинематики и к неизбежному обобщению основных положений механики [21,25,74-76]. В связи с этим принципы, лежащие в основе указанных теорий, в значительной степени повлияли на другие области физики.

Однако как классическую электродинамику, так и электродинамику СТО трудно считать физическими теориями в обычном смысле [77-79], то есть такими теориями, которые используются при анализе и истолковании частных явлений. Эти две теории излагаются в значительной степени аксиоматически, что дает возможность добиться большей лаконичности и, может быть, большей формальной логической строгости. При любом ак-

сиоматическом изложении теории в основу строгих математических построений кладутся постулаты, в определенном смысле остающиеся произвольными. При этом вся наука, с математической точки зрения, выглядит как бы “завершенной”, хотя в отношении отражения ею реальной действительности возникают всякого рода парадоксальные ситуации и, с физической точки зрения, необъяснимые абстракции. Одним из таких произвольных постулатов, положенных на начальном этапе в основу построения как классической, так и релятивистской электродинамики, является предположение, что все наблюдаемые электромагнитные явления происходят в абсолютно пустом пространстве. Упоминание в классической электродинамике и в электродинамике СТО о диэлектрических ϵ_0 и магнитных μ_0 свойствах пустого пространства, а также о “вакууме” или “физическом вакууме”, в котором, якобы, рассматриваются оптические и электромагнитные явления в классическом и релятивистском приближениях, применительно к реальному околоземному пространству чисто условно, так как при формальном соблюдении принципа относительности в классической электродинамике и строгом в электродинамике СТО законы механики, оптики и электродинамики в этих теориях (соответственно формально и строго) не должны зависеть от состояния покоя или движения системы отсчета в рассматриваемом пространстве. Абсолютная же симметрия свойств пространства в отношении выражения законов в покоящихся и в движущихся инерциальном относительно друг друга системах отсчета допустима только в абсолютно пустом нефизическом пространстве (пустом в математическом смысле пространстве [78]). Допущение существования любых каких бы то ни было физических свойств у рассматриваемого реального пространства немедленно приводит к необходимости дифференцировать состояние одной и другой системы отсчета по степени зависимости и влияния рассматриваемых в этих системах отсчета явлений и законов от указанных физических свойств пространства. Например, если мы в исходных положениях допускаем, что влияние известных физических свойств ϵ_0 и μ_0 реального околоземного пространства или “физического вакуума” на оптические и электродинамические явления в покоящейся относительно поверхности Земли системе отсчета K отражается вполне определенными законами, выраженнымми функциональными зависимостями

$$C_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad \mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H} \quad \text{и т.д.} \quad (8.1)$$

(где C_0 – скорость света в покоящейся относительно поверхности Земли системе отсчета, \mathbf{E} – электрическое поле в покоящейся системе отсчета, \mathbf{H} – магнитное поле в покоящейся системе отсчета), то при рассмотрении этих же явлений природы в любой прямолинейно и равномерно движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета K этого же реального околосземного пространства (а также в любой другой движущейся системе!) априорное исключение возможности влияния фактора движения на физические свойства пространства

$$\epsilon'_0 = \epsilon_0(V), \quad \mu'_0 = \mu_0(V) \quad (8.2)$$

(где V – скорость движения системы отсчета K' относительно системы отсчета K_0 ; ϵ_0 , μ_0 – экспериментально известные свойства пространства покоящейся системы отсчета K_0 ; ϵ'_0 , μ'_0 – физические свойства пространства в движущейся системе отсчета K') оказывается невозможным. Покоящаяся и движущаяся системы отсчета, представляющие собой два совершенно различных физических состояния, а именно состояния покоя и движения по отношению к неизменным физическим свойствам ϵ_0 , μ_0 пространства, определенных только в одной покоящейся системе отсчета K_0 , в основе своей логически исключают одинаковость выражения законов в покоящейся и в движущейся системах отсчета. Если же заведомо игнорировать существование диэлектрических ϵ_0 и магнитных μ_0 физических свойств у реального пространства и считать эти свойства ϵ_0 и μ_0 присущими не пространству, в котором рассматриваются явления, а к самим электрическим \mathbf{E} , магнитным \mathbf{H} и электромагнитным \mathbf{EH} полям (собственно, именно на таких исходных предпосылках базируются как классическая, так и релятивистская электродинамика [81]), то, формально, представляется возможность написать соотношения (8.1) для покоящейся и движущейся систем отсчета в тождественно симметричном виде. Например, если для покоящейся системы отсчета K_0 для скорости света C_0 и для электрического \mathbf{E} и магнитного \mathbf{H} полей, в согласии с (8.1), известны соотношения

$$C_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad \mathbf{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mu_0 \mathbf{H}, \quad (8.3)$$

то для движущейся системы отсчета K' для скорости света C'_0 и аналогичных электрических \mathbf{E}' и магнитных \mathbf{H}' полей можно записать

$$C'_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon'_0 \mu'_0}}, \quad \mathbf{D}' = \epsilon' \epsilon_0 \mathbf{E}', \quad \mathbf{B}' = \mu' \mu_0 \mathbf{H}', \quad (8.4)$$

то есть

$$C'_0 = C_0, \quad \mathbf{D}' = \mathbf{D}, \quad \mathbf{B}' = \mathbf{B}. \quad (8.5)$$

В этом абстрактном случае законы (8.1) искусственно приведены к тождественно однаковому виду в покоящейся K_0 и в движущейся K' системах отсчета, т.е. искусственно приведены к виду строгого выполнения принципа относительности за счет явно абстрактных допущений об абсолютной пустоте пространства, не имеющих ничего общего с реальной действительностью. Таким образом, в исходных предпосылках таких теорий, как классическая электродинамика и электродинамика СТО, создание которых, вообще-то, имело целью отражение реальных оптических и электродинамических явлений, наблюдавшихся в реальном околоземном пространстве, заведомо заложены условия, требующие явления реальной действительности относить к некоему абстрагированному пустому пространству. При этом, однако, искусственная строгая запись одинаковости законов оптики и электродинамики в покоящейся и в движущейся системах отсчета, конечно же, не является необходимым условием и не предопределяет необходимости строгого же выполнения одинаковости этих законов в движущихся относительно друг друга системах отсчета и применимости к ним принципа относительности в случае рассмотрения их в покоящейся и в движущейся системах отсчета в реальном околоземном пространстве. Более того, формальная строгая запись одинаковости законов в покоящейся и в движущейся системах отсчета, т.е. формальные требования строгого выполнения принципа относительности применительно к рассматриваемым законам в классической и релятивистской теориях, приводят к появлению в этих теориях разного рода трудностей. Из-за наложения на явления реальной действительности абстрактных по своему содержанию требований независимости этих явлений от состояния покоя или движения выбранной системы отсчета в рассматриваемом пространстве, явления реальной действительности в этих теориях приобретают нефизический абстрактный характер, не поддающийся ни логическому, ни физическому обоснованию. Например, формальное допущение одинаковости законов оптики и электродинамики в покоящейся и в движущейся системах отсчета в классической электродинамике, которое автоматически следует из практикуемого в этой теории применения одних и тех же формул преобразований для координат и полей как в покоящейся, так и в движущейся системах отсчета (т.е. в классической электродинамике за исходную систему отсчета в равной степени допускается выбор как покоящейся, так и движущейся системы отсчета), приводит к тому, что скорость света $C_0 = \text{const}$ в покоящейся и в движущейся системах отсчета должна быть величиной неизменной, в то время как преобразования координат классической теории устанавливают для скорости света в движущей-

ся системе отсчета значение $C = C_0 \pm V$, если за исходную систему отсчета принята покоящаяся. Если за исходную систему отсчета выбрать движущуюся систему отсчета и допустить в ней $C_0 = \text{const}$, то для покоящейся системы отсчета находим $C = C_0 \pm V$, что применительно к покоящейся системе отсчета, связанной с поверхностью Земли, не соответствуют уже наблюдениям. В данном случае применение кинематических преобразований классической теории – преобразований Галилея, устанавливающих взаимосвязь (точнее, предназначенных для установления взаимосвязи) между законами в покоящейся системе отсчета K_0 (8.3) и формально предполагаемыми законами в движущейся системе отсчета K' (8.4), приводит к результатам, которые соответствуют неприменимости принципа относительности в классической теории и ошибочности соответствующих исходных предпосылок о свойствах рассматриваемого пространства.

В электродинамике СТО строго математически найдена такая группа преобразования (преобразования Лоренца), которая оставляет законы (8.3) и (8.4) в покоящихся и в движущихся инерциальных системах отсчета в неизменном виде, чем устанавливается формальная возможность допущения в этой теории представления об абсолютно пустом пространстве. Однако абстрактная сущность этих допущений и абстрактная сущность соответствующего математического аппарата преобразования в СТО находят соответствующее отражение в абстрактных выводах этой теории, а именно, в широко известных и широко популяриземых парадоксах СТО. Появление парадоксальных выводов в СТО, при наличии абстрактных исходных предпосылок в этой теории, вполне закономерно и логически обоснованно. Абстрактные и парадоксальные выводы СТО не должны вызывать какого-либо восхищения своей странностью и мнимой “глубиной и недоступностью” своего содержания в отношении познания явлений реальной действительности, как это пытаются представить сторонники релятивизма, так как эти выводы не имеют ничего общего с реальной действительностью. “Сумасшедшие” выводы современных теорий о законах природы и свойствах пространства, устанавливающих существование каких-то физически неразумных закономерностей, обусловлены, конечно же, не какой-то сверхъестественной глубиной отражения данными теориями реальной действительности, а всего-навсего совершенно произвольными и необоснованными допущениями об абсолютной пустоте пространства, что диэлектрические ϵ_0 и магнитные μ_0 свойства реального пространства принадлежат не самому пространству, а рассматриваемым в этом пространстве электрическим и магнитным полям.

Основными фундаментальными критериями применимости каких-либо методов в электродинамике в настоящее время общепринято считать выполнимость принципа неизменяемости законов в различных инерциальных системах и инвариантность уравнений, описывающих эти законы. Однако известно, что методы классической электродинамики и оптики, например, несмотря на довольно широкую применимость в условиях на поверхности гравитирующего тела Земли, не удовлетворяют ни одному, ни другому упомянутому критерию. Ограниченностю методов классической электродинамики (как и ее сильные стороны) заложена в ее основе – в принятии явлений реальной действительности, наблюдавшихся на поверхности Земли, за исходные явления в покоящейся системе отсчета и применимости к ним преобразований Галилея. Из применимости преобразований Галилея в классической электродинамике следует как несоблюдение принципа относительности для оптических и электродинамических явлений, так и неинвариантность уравнений электродинамики (уравнений Максвелла) относительно перехода из исходной системы отсчета в любую другую, движущуюся инерциально или практически инерциально относительно первой. Например, если в исходной покоящейся системе отсчета K_0 (а такой системой отсчета в классической электродинамике в практических случаях выступает всегда “лабораторная” система отсчета, неподвижная относительно поверхности Земли) имеются электрическое \mathbf{E} и магнитное \mathbf{H} поля, и скорость света в вакууме постоянна $C_0 = \text{const}$ и симметрична, то в любой движущейся инерциально со скоростью V относительно поверхности Земли системе отсчета K' будем иметь ($V_x = V$, $V_y = 0$, $V_z = 0$)

$$\begin{aligned} E'_x &= E_x, \\ E'_y &= E_y \pm \frac{V}{C_0} H_z, \\ E'_z &= E_z \pm \frac{V}{C_0} H_y \end{aligned} \tag{8.6}$$

$$\begin{aligned} H'_x &= H_x, \\ H'_y &= H_y \pm \frac{V}{C_0} E_z, \\ H'_z &= H_z \pm \frac{V}{C_0} E_y; \end{aligned} \tag{8.7}$$

$$C' = C_0 \pm V \tag{8.8}$$

или в векторном выражении

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} \pm \left[\frac{\mathbf{V}}{C_0} \times \mathbf{H} \right], \quad (8.9)$$

$$\mathbf{H}' = \mathbf{H} \mp \left[\frac{\mathbf{V}}{C_0} \times \mathbf{E} \right], \quad (8.10)$$

$$\mathbf{C}' = \mathbf{C}_0 \pm \mathbf{V}. \quad (8.11)$$

Из соотношений (8.8), (8.11) следует, что методы классической электродинамики и оптики уже в первом приближении V/C не удовлетворяют принципу неизменяемости законов в покоящейся и в движущейся системах отсчета, т.е. не удовлетворяют принципу относительности.

Если полученные поля (8.9), (8.10) и скорость света (8.11) в новой системе отсчета принять за исходные, делая заведомо исключающее (по причине $C \neq \text{const}$) предположение, что свойства пространства (вакуума) в новой системе отсчета тождественны свойствам пространства (вакуума) “лабораторной” системы отсчета, неподвижной относительно массивного тела Земли, то, применяя вновь преобразования классической физики и переходя от движущейся системы отсчета K' в “лабораторную” систему отсчета K_0 , найдем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'' &= \mathbf{E} \mp \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}'] = \mathbf{E} \pm \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}'] \mp \frac{1}{C_0} \left[\mathbf{V} \times \left(\mathbf{H} \mp \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}] \right) \right] = \\ &= \mathbf{E} \pm \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}] \mp \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}] + \frac{1}{C_0^2} [\mathbf{V} \times [\mathbf{V} \times \mathbf{E}]] = \mathbf{E} + \frac{1}{C_0^2} [\mathbf{V}(\mathbf{V}\mathbf{E}) - \mathbf{E}(\mathbf{V}\mathbf{V})]. \end{aligned}$$

Так как векторное произведение $[\mathbf{V} \times \mathbf{H}]$ не равно нулю только для компонент, перпендикулярных друг другу, то скалярное произведение этих компонент $(\mathbf{V}\mathbf{H})$ равно нулю, откуда находим

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{E} \left(1 - \frac{V^2}{C_0^2} \right). \quad (8.12)$$

Для магнитного поля H'' аналогично найдем

$$\mathbf{H}'' = \mathbf{H} \left(1 - \frac{V^2}{C_0^2} \right). \quad (8.13)$$

Для скорости света в исходной “лабораторной” системе отсчета получим

$$\mathbf{C}'' = \mathbf{C} \mp \mathbf{V} = C_0 = \text{const}. \quad (8.14)$$

Из (8.12) и (8.13) видно, что переход в первоначальную исходную систему отсчета K , т.е. возвращение в “лабораторную” систему отсчета, связанную с

Землей, приводит нас уже к новым электрическим \mathbf{E}'' и магнитным \mathbf{H}'' полям, не тождественным первоначально принятым. Следовательно, можно сделать вывод, что методы классической электродинамики не удовлетворяют условию инвариантности уравнений электродинамики. Несмотря на то, что отклонения обнаруживаются только во втором приближении V/C , эти отклонения носят принципиальный характер, так как при многократном циклическом переходе из одной системы отсчета в другую они могут пре-высить любое наперед заданное значение. Для закона постоянства и изотропии скорости света относительно поверхности Земли $C'' = C_0 = \text{const}$ методы классической электродинамики (8.14) дают верное значение, тождественное с исходным.

Помимо несоблюдения принципа относительности и условий инвариантности, в классической электродинамике имеет место еще целый ряд других принципиальных трудностей, которые свидетельствуют собой уже о противоречивости теории в целом. Во-первых, при отыскании полей (8.12) и (8.13) применение преобразований полей классической электродинамики не эквивалентно применению этих же преобразований в (8.9) и (8.10), так как электродинамическая константа C в формулах преобразования полей классической электродинамики вида

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} \mp \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}]$$

Для перехода из исходной системы отсчета в (8.15) движущуюся. Здесь \mathbf{E} , \mathbf{H} , C_0 – поля и скорость света в исходной системе отсчета.

$$\mathbf{H}' = \mathbf{H} \pm \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}]$$

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{E}' \pm \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}']$$

Для перехода из движущейся системы отсчета в покоящуюся. Здесь \mathbf{E}' , \mathbf{H}' – поля в движущейся системе отсчета, а C_0 – скорость света в исходной покоящейся системе отсчета.

$$\mathbf{H}'' = \mathbf{H}' \mp \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}']$$

в случае (8.16) применения их в движущейся системе отсчета K , не соответствует уже скорости света C' в движущейся системе отсчета, определяемой согласно (8.11). Если в (8.16), соблюдая симметрию в построении группы преобразования (8.15), (8.16) классической теории, вместо $C_0 = \text{const}$ подставить значение $C' = C_0 \pm V$, определяемое из соотношения (8.11) этой же теории, то это приводит к еще большему усложнению выражений для \mathbf{E}'' и \mathbf{H}'' в (8.12), (8.13). Во-вторых, из-за асимметрии скорости света в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета (8.11) в классической электродинамике ставится под

ской электродинамике ставится под сомнение возможность применения уравнений Максвелла в движущейся системе отсчета. Если в исходной “лабораторной” системе отсчета уравнения Максвелла имеют вид

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{C_0} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{C_0} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{C_0} \mathbf{j}, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 4\pi\rho, \\ C_0 &= \text{const}\end{aligned}\tag{8.17}$$

(здесь \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{j} , ρ , C_0 – электрические и магнитные поля, плотность тока, плотность заряда и скорость света в “лабораторной” системе отсчета, не-подвижной относительно поверхности Земли), то в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета уравнения Максвелла следовало бы записать в виде

$$\begin{aligned}\operatorname{rot} \mathbf{E}' &= -\frac{1}{C'} \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H}' &= \frac{1}{C'} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} + \frac{4\pi}{C'} \mathbf{j}', \\ \operatorname{div} \mathbf{H}' &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{E}' &= 4\pi\rho', \\ C' &\neq \text{const}\end{aligned}\tag{8.18}$$

(здесь \mathbf{E}' , \mathbf{H}' , \mathbf{j}' , ρ' , C' – электрические и магнитные поля, плотность тока, плотность заряда и скорость света в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета). Ввиду того, что в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета $C' = C_0(V) \neq \text{const}$, решения уравнений Максвелла в общепринятом виде оказываются невозможными, так как уравнения вида (8.18) не сводятся к уравнению Даламбера для скалярного ϕ и векторного \mathbf{A} потенциалов

$$\frac{\partial^2 \phi'}{\partial x'^2} - \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial t^2} = -4\pi\rho',\tag{8.19}$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}'}{\partial x'^2} - \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}'}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{C_0} \mathbf{j}',\tag{8.20}$$

в которых электродинамический коэффициент C_0 представляет собой вынесенную из-под знака дифференцирования постоянную. В-третьих, противоречивый характер классической теории электромагнетизма проявляется еще в том, что при явном (в приближении V/C) несоблюдении в этой теории принципа относительности, в движущейся системе отсчета K' к полям \mathbf{E}' , \mathbf{H}' (8.9), (8.10) и к скорости света C' (8.11) допускается применение того же аппарата преобразования координат и полей, который применен в исходной неподвижной системе отсчета K . Это соответствует тому, что за исходную систему отсчета в классической теории, в принципе, как отмечалось выше, может быть принята любая система отсчета, в том числе и движущаяся относительно поверхности Земли. Однако, если в движущейся системе отсчета положить $C_0 = \text{const}$ (аналогично, как и в “лабораторной”), то переход в “лабораторную” систему отсчета дает $C'_{\perp} = C_0 \pm V$, что парадоксально и не соответствует экспериментальным наблюдениям.

В теоретическом отношении сильной стороной методов электродинамики СТО пустого пространства, по сравнению с классической электродинамикой, является безуказиженная инвариантность уравнений электродинамики и неизменяемость законов в покоящихся и движущихся инерциальных системах отсчета. Например, если в исходной покоящейся системе отсчета K_0 имеем поля \mathbf{E} , \mathbf{H} и скорость света $C_0 = \text{const}$, то применением преобразований Лоренца можно показать, что в движущейся со скоростью V системе отсчета K' будем иметь

$$\mathbf{E}' = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/C_0^2}} \left\{ \mathbf{E} \pm \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}] \right\}, \quad (8.21)$$

$$\mathbf{H}' = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/C_0^2}} \left\{ \mathbf{H} \mp \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}] \right\}, \quad (8.22)$$

$$\mathbf{C}' = \mathbf{C}_0 = \text{const}. \quad (8.23)$$

Принятие полей (8.21), (8.22) и соотношения (8.23) за исходные данные в новой системе отсчета K' , при переходе в первоначальную покоящуюся систему отсчета K_0 , дает

$$\mathbf{E}'' = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/C_0^2}} \left\{ \mathbf{E}' \pm \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{H}'] \right\} = \mathbf{E}, \quad (24)$$

$$\mathbf{H}'' = \frac{1}{\sqrt{1-V^2/C_0^2}} \left\{ \mathbf{H}' \mp \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}'] \right\} = \mathbf{H}, \quad (25)$$

$$\mathbf{C}'' = \mathbf{C}' = \mathbf{C}_0 = \text{const.} \quad (26)$$

То есть, как это частично было показано в главе 1, получаем поля и закон распространения света в первоначально выбранной исходной системы отсчета.

Однако математическая строгость теории, построенной для определенных абстрагированных условий, еще не гарантирует безупречности этой теории в описании реальных явлений. Специальная теория относительности построена для идеализированного пустого пространства, в котором нет гравитационных полей, гравитирующих тел и вращательных движений. Реальное же околоземное пространство немыслимо без гравитационных полей, гравитирующих тел, вращательных движений и неинерциальных систем, откуда, вполне закономерно ожидать, что для реального околоземного пространства СТО является заведомо ограниченной теорией. Несмотря на то, что с позиций общей теории относительности (ОТО) ограниченность СТО применительно к реальному пространству является, вроде-бы, общеизвестной [32, 81, 82], в литературе обходится молчанием вопрос о конкретных границах применимости СТО в околоземном пространстве гравитационного поля и “физического вакуума” и в практических исследованиях в условиях на поверхности Земли ограниченность СТО необоснованно игнорируется.

Обратимся к соответствию классического и релятивистского приближения экспериментальным наблюдениям. Измерение скорости света в “лабораторной” системе отсчета, связанной с поверхностью Земли, действительно обнаруживает существование закона постоянства и симметрии скорости света $C = C_0 = \text{const}$ во всех направлениях относительно поверхности планеты, что находится в согласии с исходными предпосылками как классической электродинамики, так и электродинамики СТО. Электрическое поле от покоящегося в “лабораторной” системе отсчета электрического заряда q в классической электродинамике и в электродинамике СТО определяется из экспериментально установленного закона Кулона

$$\mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon R^3} \mathbf{R}. \quad (8.27)$$

Магнитное поле от движущегося относительно поверхности Земли электрического заряда в классической электродинамике определяется экспериментально установленным законом

$$\mathbf{H} = \frac{1}{C_0} [\mathbf{V} \times \mathbf{E}] = \frac{1}{C_0} \frac{q}{\epsilon R^3} [\mathbf{V} \times \mathbf{R}], \quad (8.28)$$

который представляет собой видоизмененную запись закона Био – Савара

$$d\mathbf{H} = \frac{1}{C_0} \frac{i}{\epsilon R^3} [d\mathbf{l} \times \mathbf{R}], \quad (8.29)$$

где $q = \sigma dl$ и $i = \sigma V$. Справедливость релятивистского соотношения для магнитного поля от движущегося относительно поверхности Земли электрического заряда

$$\mathbf{H} = \frac{1}{C_0} \frac{[\mathbf{V} \times \mathbf{E}]}{\sqrt{1 - V^2/C_0^2}} \quad (8.30)$$

до настоящего времени экспериментально не установлена. Другие оптические и электродинамические явления реальной действительности являются в значительной степени производными от основного фундаментального свойства электрического заряда создавать в пространстве электрическое поле (8.27) в состоянии покоя и дополнительно магнитное поле (8.28) в состоянии движения относительно рассматриваемой исходной системы отсчета, относительно которой скорость распространения возмущения в электрических (8.27) и магнитных (8.28) полях определяется фундаментальной постоянной $C_0 = \text{const}$.

Рассмотренные основные законы оптики и электродинамики околоземного пространства реально наблюдаемы только в неподвижной “лабораторной” системе отсчета, когда измерительные приборы находятся в состоянии покоя относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли. Согласно же требований принципа относительности (формально в классической электродинамике и строго в СТО) эти же законы, в неизменном виде, должны быть наблюдаемы также еще и в движущейся, например, инерциальном или практически инерциальном относительно поверхности Земли системе отсчета. Однако, несмотря на явную необходимость проверки законов оптики и электродинамики, наблюдавшихся на поверхности Земли, еще и в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета, вплоть до настоящего времени в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета не поставлено ни одного прямого оптического или электродинамического эксперимента. Экспериментально проверяя закон постоянства и симметрии скорости света $C_0 = \text{const}$ относительно поверхности Земли с точностью до см/с, физика не располагает еще точными данными об истинном законе распространения света в движущейся равномерно и прямоилинейно вдоль поверхности Земли системе отсчета, а довольствуется только предсказаниями классической или релятивистской теории, ограниченность которых общеизвестна.

Экспериментально убеждаясь в достоверности существования только электрического поля в пространстве около покоящегося в неподвижной “лабораторной” системе отсчета электрического заряда, физика не располагает столь же достоверными данными о существовании только электрического поля в системе электрического заряда, движущегося относительно поверхности Земли, хотя достоверно известно, что в неподвижной системе отсчета около движущегося электрического заряда кроме электрического поля регистрируется еще не равное нулю магнитное поле. Экспериментально убеждаясь в достоверности существования электрического и магнитного поля в пространстве около движущегося относительно поверхности Земли электрического заряда [82, 83], физика до настоящего времени не располагает достоверными данными, какие поля будут регистрироваться около покоящегося относительно поверхности Земли электрического заряда, если измерительные приборы привести в движение относительно поверхности Земли. В связи с этим исключительное значение для определения реальных свойств околосеменного пространства и для определения законов оптики и электродинамики реального околосеменного пространства в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета представляют пока уникальные и единственные в своем роде оптические эксперименты типа опыта Саньяка [22–24], нашедшие в настоящее время уже широкое практическое применение [18, 71]. Положительные результаты опытов типа Саньяка, при непосредственной их интерпретации [12], подтверждают собой правильность выводов классической электродинамики (8.11) о законе распространения света в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета и неверность предпосылок СТО (8.23).

Если исходить из предположения, что положительные результаты опытов типа Саньяка обусловлены существованием некой преимущественной системы отсчета для света [12], которая остается неподвижной относительно поверхности Земли (т.е. полностью увлекается суточным вращением Земли) в локальной области околосеменного пространства, то характер движения прибора относительно поверхности Земли в опыте – прямолинейное (инерциальное) или вращательное (неинерциальное), не имеет уже определяющего значения, так как в любом случае результаты опыта Саньяка будут положительными. Если же положительные результаты опыта Саньяка и аналогичных ему опытов обусловлены неким эффектом “вращения” прибора, т.е. существованием иного закона распространения света $C = C_0 \pm V$ во вращающихся системах [16], то этот эффект должен проявиться также и во вращающейся системе отсчета, связанной с Землей в целом. В последнем

случае скорость света на поверхности Земли, т.е. в “лабораторной” системе отсчета, по направлению суточного вращения Земли и против должна быть асимметричной и равной $C_0 \pm 400$ м/с, что противоречит исходным предпосылкам как классической электродинамики, так и электродинамики СТО о законе постоянства $C_0 = \text{const}$ и симметрии скорости света в “лабораторной” системе отсчета.

Однако ко времени постановки опыта Саньяка точность прямых измерений симметрии скорости света относительно поверхности Земли в опытах типа Майкельсона [45, 46] не была достаточной, чтобы можно было бы однозначно ответить на вопрос, увлекается ли система отсчета для света суточным вращением Земли или отстает [12]. Косвенная же проверка закона распространения света во вращающейся вместе с Землей системе отсчета в опыте Майкельсона – Геля [33] показала, как будто, справедливость предположения о возможности существования эффекта “вращения” [12]. Предположение об отставании системы отсчета для света от суточного вращения Земли находится в хорошем согласии с требованиями ОТО, согласно которых скорость света в любой вращающейся с угловой скоростью Ω системе отсчета должна определяться соотношением вида [25, 18, 71]

$$C = C_0 \pm \Omega R, \quad (8.31)$$

где C – скорость света в рассматриваемой точке вращающейся системы, Ω – угловая скорость вращения системы, R – расстояние точки наблюдения от оси вращения, C_0 – электродинамическая константа. Положительные результаты оптических опытов типа Саньяка и Майкельсона – Геля, вроде бы, находятся в хорошем согласии с соотношением (8.31). Например, как первоначальная [84, 85], так и современная интерпретация опыта Майкельсона – Геля [16, 18] основывается на предположении полного отставания системы отсчета для света от суточного вращения Земли и асимметрии скорости света относительно поверхности планеты. Помимо того, что вывод об асимметрии скорости света относительно поверхности вращающейся Земли в первом приближении V/C находится в прямом противоречии с исходными предпосылками как классической электродинамики, так и электродинамики СТО. Отставание системы отсчета для света от суточного вращения Земли, в свою очередь, отвергается отрицательными результатами проведенных в последнее время точнейших экспериментов – аналогов опыта Майкельсона по прямой проверке закона симметрии скорости света относительно поверхности вращающейся Земли [26–30]. Результаты этих экспериментов с наибольшей точностью до единиц см/с соответствуют независимости закона постоянства скорости света $C_0 = \text{const}$ на поверхности Земли от суточного

вращения планеты. Таким образом, если интерпретация опыта типа Саньяка эффектом “вращения” относительно Земли оказывается еще возможной, то после постановки прямых опытов [26–30], применительно ко всей вращающейся Земле в целом, оптический эффект “вращения” оказывается уже не-приемлемым. Если предположить, что система отсчета для света полностью увлекается суточным вращением Земли, то нетрудно показать, что результаты опыта Майкельсона – Геля также будут положительными. При постоянстве скорости света на разных широтах относительно поверхности Земли, наличие относительной скорости движения между широтами $\Delta V = \Omega(R_1 - R_2)$ приведет к необходимости учета аберрационных эффектов при переходе из одной системы отсчета в другую и обратно, что, в общем, как показывают расчеты, также приведет к неодновременному приходу двух лучей света в исходную точку.

Таким образом, как при предположении полного отставания системы отсчета для света от суточного вращения Земли, так и при предположении полного увлечения, относительная скорость ΔV между широтами и связанными с ними системами отсчета в любом случае остается без изменения. А это означает, что в любом случае необходимо учитывать одинаковые аберрационные эффекты при переходе из одной системы отсчета в другую и необходимо ожидать одинаковых результатов опыта. Из рассмотрения оптических аберрационных эффектов во вращающейся системе отсчета, по природе своей обусловленных законом сохранения направления и величины переносимого светом в пространстве количества движения (аналогично закону сохранения направления и величины количества движения, переносимого телом в механике), следует, что законы распространения света во вращающейся системе отсчета представляют собой оптический аналог известного закона движения маятника Фуко во вращающейся системе отсчета, и положительные результаты опытов, отражающих данные закономерности, не определяются выбором исходной системы отсчета. В результате можно было бы уже сделать вывод, что совместная интерпретация различных оптических экспериментов, проведенных в условиях на поверхности вращающейся Земли, возможна только при одном предположении, что система отсчета, связанная с поверхностью массивного гравитирующего тела Земли, является преимущественной системой отсчета для оптических и электродинамических явлений. Однако, как отмечалось выше, как в классической электродинамике, так и в электродинамике СТО игнорируется возможность существования такой выделенной системы отсчета для электромагнитных явлений и допускается соответственно формальная в классической электро-

динамике и строгая в электродинамике СТО применимость к электромагнитным явлениям принципа относительности.

Существенная ограниченность методов классической и релятивистской электродинамики обнаруживается и при интерпретации электродинамических явлений реальной действительности в покоящихся и движущихся относительно поверхности Земли системах отсчета [4, 5]. Принципиальные трудности в классической электродинамике и в электродинамике СТО имеют место при интерпретации электродинамических явлений во вращающихся локально относительно поверхности Земли системах отсчета и во вращающейся системе отсчета, связанной с Землей в целом [3]. Анализ имеющихся трудностей в классической электродинамике и в электродинамике СТО показывает [3–5], что ограниченность данных теорий в приближении V/C обусловлена, в основном, ограниченностью их применения в любых произвольно движущихся (в том числе вращающихся) относительно поверхности Земли системах отсчета, между тем как в описании явлений реальной действительности в покоящейся на поверхности Земли системе отсчета ограниченность этих теорий в приближении V/C не обнаруживается. Причину этого необходимо усматривать в искусственном введении явлений реальной действительности, в том виде, как они наблюдаются в покоящейся на поверхности Земли системе отсчета, в качестве исходных явлений в покоящейся системе отсчета рассматриваемых теорий. Когда же к явлениям реальной действительности в покоящейся на поверхности Земли системе отсчета применяются абстрактные по своему содержанию кинематические преобразования классической и релятивистской электродинамики, то предсказываемые таким образом явления “реальной действительности” в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета приобретают такой вид, что приводят к логическому заключению существования либо асимметрии свойств положительного и отрицательного электрического заряда, как было уже отмечено выше, либо существования асимметрии между покоящимися и движущимися относительно поверхности Земли системами отсчета [4, 5]. При рассмотрении же электродинамических задач с вращающимися заряженными системами [3] обнаруживаются существенные различия между явлениями в системах отсчета, вращающихся локально относительно поверхности Земли, и во вращающейся системе отсчета, связанной с Землей в целом. По существу своему эти различия сводятся, опять же, к отличию законов электродинамики в покоящихся на поверхности Земли системах отсчета от законов электродинамики в любой произвольно движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета. Различное про-

явление законов электродинамики в покоящихся и вращающихся системах отсчета, в принципе, не может быть устранено и методами ОТО, так как применение методов ОТО к пространству, где $E = 0$ и $H = 0$ (вне покоящегося заряженного сферического конденсатора), не приводит к появлению электрического и магнитного поля в любой вращающейся в этом пространстве системе отсчета (условие преобразования электрических и магнитных полей), между тем как в случае рассмотрения вращающегося заряженного сферического конденсатора магнитное поле вне конденсатора $H \neq 0$ остается как в покоящейся, так и в любой вращающейся в этом пространстве системе отсчета.

Таким образом, несмотря на широкую применимость методов классической и релятивистской электродинамики в условиях неподвижной на поверхности Земли системы отсчета в решении многочисленных практических проблем, круг решаемых этими теориями задач необходимо считать все же ограниченным. Большие успехи науки и техники в освоении околоземного и космического пространства и большие успехи в создании совершенных сверхскоростных транспортных средств ставят на повестку дня необходимость решения ряда принципиально новых оптических и электродинамических задач в глобальном масштабе применительно к Земле в целом, другим небесным гравитирующим телам, движущимся относительно Земли объектам и к космическому пространству. Попытки решения этих задач методами классической и релятивистской электродинамики оказываются уже безуспешными, так как эти методы не учитывают физических свойств реального пространства вблизи массивных гравитирующих небесных тел, обусловленных существованием в пространстве гравитационных полей и некоего “физического вакуума” с определенными физическими параметрами ϵ_0 и μ_0 [56, 86]. Принципиальные трудности возникают при решении простейших электродинамических и оптических задач при рассмотрении явлений в покоящихся и вращающихся локально относительно поверхности Земли системах отсчета. Принципиальные трудности возникают также и при определении физически обоснованных размеров локально и глобально вращающихся систем в реальном пространстве, так как при достаточно больших размерах вращающихся систем $r > C_0/\Omega$ [5] скорость перемещения любой точки вращающейся системы в пространстве превышает скорость света, чего невозможно допустить как с позиций классической электродинамики, так и с позиций электродинамики СТО. Попытки непротиворечивого совместного рассмотрения имеющихся на сегодняшний день экспериментальных фактов в области оптики и электродинамики околоземного пространства приводят

к необходимости заключить, что неоднородное пространство гравитационного поля и “физического вакуума” вблизи поверхности массивного гравитирующего тела Земли по своим свойствам существенно отлично как от пустого пространства классической электродинамики, так и от абстрагированного пустого и симметричного пространства СТО. Выявляющиеся свойства реального околоземного пространства гравитационного поля и “физического вакуума” таковы, что оно проявляет заметно выраженные (в приближении V/C) асимметричные свойства в отношении выражения законов оптики и электродинамики в покоящейся на поверхности массивного гравитирующего тела Земли системе отсчета и в любой произвольно движущейся относительно нее. Основные законы оптики

$$C_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \text{const}, \quad (8.32)$$

электростатики и магнитостатики

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= 0, & \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{4\pi}{C_0} \mathbf{j}, & \text{div } \mathbf{D} &= 4\pi\rho, \\ \text{div } \mathbf{B} &= 0, & \mathbf{D} &= \epsilon\epsilon_0 \mathbf{E}, & \mathbf{B} &= \mu\mu_0 \mathbf{H} \end{aligned} \quad (8.33)$$

и электродинамики

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{1}{C_0} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, & \text{div } \mathbf{B} &= 0, \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{1}{C_0} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{C_0} \mathbf{j}, & \text{div } \mathbf{D} &= 4\pi\rho, \\ \mathbf{D} &= \epsilon\epsilon_0 \mathbf{E}, & \mathbf{B} &= \mu\mu_0 \mathbf{H} \end{aligned} \quad (8.34)$$

имеют определенный физический смысл только при рассмотрении их в исходной неподвижной системе отсчета, связанной с поверхностью массивного тела Земли, где они, в действительности, и находят себе применение. При рассмотрении же каких-либо оптических или электродинамических явлений в движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета все расчеты необходимо проводить только относительно неподвижной системы отсчета, связанной с Землей в целом, относительно которой имеют реальный смысл диэлектрические ϵ_0 и магнитные μ_0 свойства околоземного пространства. Результаты расчетов в неподвижной системе отсчета переносятся, с помощью кинематической группы преобразования Галилея, в движущуюся систему отсчета. Например, если в покоящейся системе отсчета K_0 , связанной с поверхностью Земли, имеем электрическое E и магнитное H поля и

скорость света $C = C_0 = \text{const}$, то для электрического E' и магнитного H' полей и для скорости света C' в движущейся системе отсчета K' будем иметь

$$E'_x = E_x,$$

$$E'_y = E_y \pm \frac{V}{C_0} H_z, \quad (8.35)$$

$$E'_z = E_z \mp \frac{V}{C_0} H_y;$$

$$H'_x = H_x,$$

$$H'_y = H_y, \quad (8.36)$$

$$H'_z = H_z;$$

$$C' = C_0 \pm V. \quad (8.37)$$

Принимая поля (8.35), (8.36) и скорость света (8.37) в движущейся системе отсчета K' за исходные данные, для перехода от движущейся системы отсчета K' к покоящейся системе отсчета K_0 получим

$$E''_x = E'_x = E_x,$$

$$E''_y = E'_y \mp \frac{V}{C_0} H_z = E_y, \quad (8.38)$$

$$E''_z = E'_z \pm \frac{V}{C_0} H_y = E_z;$$

$$H''_x = H'_x = H_x,$$

$$H''_y = H'_y = H_y, \quad (8.39)$$

$$H''_z = H'_z = H_z;$$

$$C'' = C' \mp V = C_0 = \text{const}. \quad (8.40)$$

Сравнивая (8.9) – (8.16) и (8.21) – (8.26) с (8.35) – (8.40), можно заметить существенное отличие между данными группами перехода, которое сводится к тому, что в (8.36) и (8.39) магнитные поля при переходе от покоящейся системы отсчета в движущуюся и обратно не преобразуются. Это соответствует тому, что магнитные поля по природе своей не относительны, и что объективная реальность существования магнитного поля не может и не должна зависеть от точки зрения какого-то наблюдателя-субъекта, в какую бы систему отсчета относительно магнитного поля H он не помещался (допущение зависимости существования магнитного поля от точки зрения наблюдателя – субъекта отражает субъективную сущность современных теорий). Это соответствует также тому, что магнитное поле в реальном околоземном пространстве появляется не как результат наличия относительной скорости движения между электрическим зарядом q или

скорости движения между электрическим зарядом q или электрическим полем \mathbf{E} и каким-то наблюдателем-субъектом (или прибором) согласно соотношениям

$$H = \frac{1}{C_0} \frac{qV}{r^2} \sin \varphi, \quad (8.41)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{V}}{C_0} \times \mathbf{E}, \quad (8.42)$$

(где V – скорость заряда q , электрического поля \mathbf{E} относительно наблюдателя), а в результате наличия реальной относительной скорости V_0 движения между электрическим зарядом q или электрическим полем \mathbf{E} и поверхностью массивного гравитирующего тела Земли согласно соотношениям

$$H = \frac{1}{C_0} \frac{qV_0}{r^2} \sin \varphi, \quad (8.43)$$

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{V}_0}{C_0} \times \mathbf{E}, \quad (8.44)$$

где V_0 – скорость движения заряда q , электрического поля \mathbf{E} относительно поверхности гравитирующего тела Земли. Соотношения (8.35), (8.36) и (8.38), (9.39) удовлетворительно разрешают парадоксальные ситуации в электродинамических задачах с вращающимися заряженными системами [3] и в электродинамических задачах с прямолинейно и равномерно движущимися системами отсчета [4, 5], а соотношения (8.37) и (8.40) хорошо согласуются как с отрицательными результатами опытов типа Майкельсона [33, 46, 27–30, 51], так и с положительными результатами опытов типа Саньяка [18, 22–24, 80]. Преобразования вида (8.35) – (8.40) отражают собой выявляющуюся в приближении V/C оптическую и электродинамическую асимметрию реального околоземного пространства и неприменимость принципа относительности к оптическим и электродинамическим явлениям в условиях на поверхности Земли. Прямого экспериментального обоснования принципа относительности в оптике и электродинамике околоземного пространства до настоящего времени не получено [11, 59], косвенные же экспериментальные и теоретические факты свидетельствуют собой в пользу того, что в условиях околоземного пространства гравитационного поля и “физического вакуума” принцип относительности неприменим. Сейчас со всей определенностью можно уже утверждать, что принцип относительности, в том понимании, как он сейчас понимается, может быть применим

только в некотором абстрагированном абсолютно пустом нереальном пространстве (т.е. в пространстве, точно определенном исходными предпосылками СТО), в котором допустимо рассматривать инвариантность уравнений оптики и электродинамики. В реальном же пространстве выполнимость принципа относительности имеет смысл рассматривать только применительно к физически эквивалентным системам отсчета (например, пространство около Земли и пространство около Венеры и т.д.), однако инвариантность уравнений оптики и электродинамики в реальном пространстве даже в физически эквивалентных системах отсчета недопустима. В физически же неэквивалентных системах отсчета реального пространства, какими являются покоящаяся и движущаяся относительно поверхности Земли системы отсчета, основные концепции современных теорий - выполнимость принципа относительности и инвариантность уравнений - оказываются уже недопустимыми.

Выводы

Основываясь на результатах проведенных исследований, можно сделать основные выводы.

1. Математически абстрактная строгость теории в допущении пустоты пространства не предопределяет строгого же отражения явлений реальной действительности, наблюдаемых в этом пространстве.
2. Для описания оптических явлений в условиях на поверхности массивного гравитирующего тела Земли методы классической электродинамики применимы в большей степени, чем методы СТО.
3. Совместная интерпретация методами классической и релятивистской электродинамики (а также методами ОТО) имеющихся экспериментальных и теоретических фактов в области оптики и электродинамики оказывается неудовлетворительной.
4. Удовлетворительная совместная интерпретация имеющихся экспериментальных и теоретических фактов в области оптики и электродинамики оказывается возможной при допущении существования асимметричных физических свойств у реального околоземного пространства. Скорость света остается величиной постоянной $C = C_0 = \text{const}$ только относительно поверхности гравитирующего тела Земли, магнитное поле около электрического заряда не равно нулю только в случае движения данного электрического заряда относительно поверхности Земли.

5. В приближении V/C методы классической и релятивистской электродинамики формально допустимо считать применимыми только в условиях “лабораторной” системы отсчета, неподвижной относительно поверхности Земли, между тем как для описания явлений реальной действительности в любой произвольно движущейся относительно поверхности Земли системе отсчета применимость методов классической и релятивистской электродинамики необходимо считать ограниченными.

Литература

1. Законы механики и электродинамики околоземного пространства. Кн. 1: Отчет НИР/ВНИЦентр; Исполн. Г.В. Николаев. № 74007254; Б324555. – Томск, 1974. – 551 с.
2. Границы применимости классической и релятивистской электродинамики в околоземном пространстве. Кн. 2: Отчет НИР, ВНИЦентр; Исполн. Г. В. Николаев. – № 74007254; Б340882 – Томск, 1974. – 155 с.
3. Николаев Г. В. О законах электродинамики и оптики во вращающихся относительно Земли системах отсчета. Деп. в ВИНИТИ, 19.11.74, № 2911; Известия вузов. Физика. 1975. №1. с. 156.
4. Николаев Г.В. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета. Деп. в ВИНИТИ, 27.06.75, № 1937; Известия вузов. Физика. 1975. № 8. с. 155.
5. Николаев Г.В. Эффект Холла и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета. Деп. в ВИНИТИ, 25.08.75, № 2507; Известия вузов. Физика. 1975. № 11. с. 159.
6. Николаев Г.В., Петрик В.А. Устройство для измерения угловой скорости вращения автономного объекта. – А.с. № 777581 от 19.12.78 г.
7. Николаев Г.В., Окулов Б.В., Лавров М.Д. Устройство для измерения скорости, подвижности и знака носителей электрического тока. А.с. № 661656 от 13.06.77 г.
8. Шильтых А.И. Определение знака, концентрации и подвижности носителей тока в полупроводниках // ФТТ. – 1962. – Т. 4, вып. 2. – С. 3208.
9. Родин А. Туман над магнитным полем // Изобретатель и рационализатор. – 1982. – № 2. – С. 18-19.
10. Эйнштейн А. Собр. науч. трудов, т. 1. – М.: Наука, 1965. – С. 7; // Einstein A. Ann. Phys. – 1904. –Vol. 17. – P 891-921
11. Пуанкаре А. О динамике электрона // Принцип относительности. – М.: Атомиздат, 1973. – С. 118.

12. Вавилов С.И. Экспериментальные основания теории относительности // Собр. соч., т. 4. – М.: Изд. АН СССР, 1956.
13. Бонч-Бруевич А.М., Молчанов В.А. Оптика и спектроскопия, т. 1. 113, 1956.
14. Страховский Г.М., Успенский А.В. Экспериментальная проверка теории относительности. // УФН. – 1965. – Т. 86. – С. 433.
15. Франкфурт У.И. Специальная и общая теория относительности. – М.: Наука, 1968.
16. Франкфурт У.И., Френк А.М. Оптика движущихся тел. – М.: Наука, 1972.
17. Фрум К., Эссен Л. Скорость света и радиоволн. – М.: Мир, 1973.
18. Федоров Б.Ф., Шереметьев А.Г., Умников В.Н. Оптический квантовый гироскоп. – М.: Машиностроение, 1973.
19. Воробьев А.А. // Изв. вузов. Физика. – 1973. – № 10. – С. 7-10.
20. Воробьев А.А., Могилевская Т.Ю., Николаев Г.В. Гиромагнитное отношение и устойчивость земного магнитного поля // Физические условия залегания вещества в земных недрах. – Томск, 1971.
21. Эйнштейн А. // Собр. науч. трудов, т. 1. – М.: Наука, 1865. – С. 189, 198, 219, 229.
22. Sagnac G. L'ether lumineux demonstre par l'effect du vent relatif d'ether dans un interferometre in rotation uniforme. // Compt. rendu. – 1913. – Vol. 157. – P. 708-710.
23. Pogany B. L'ether lumineux demonstre par l'effect du vent relatif d'ether dans un interferometre in rotation uniforme. // Ann. Phys. – 1926. – Vol. 80. – P. 217-231.
24. Macek W.M., Davis D.T. Rotating note sensing with traveling-wave ring laser. // Appl. Phys. Lett. – 1963. – Vol. 2. – P. 67-68.
25. Ландау Л.Д., Лившиц М.Е. Теория поля. – М.: Наука, 1973. – С. 326.
26. Codarholm I.P., Blard G.F., Havens B.L., Townes C.H. New experimental test of special relativity. // Phys. Rev. Lett. – 1958. – Vol. 1. – P. 342-343.
27. Iaseja T.S., Iavan A., Murray I., Townes C.H. Test of special relativity or of isotropy of space by use of infrared masers. // Phys. Rev. A. – 1964. – Vol. 133a – P. 1221-1225.
28. Champney D.C., Moon P.B. Test of special relativity or of isotropy of space by use of infrared masers. // Proc. Phys. Soc. A. – 1961. – Vol. 77. – P. 350.
29. Champney D.C., Isaac G.P., Khan M. Test of special relativity or of isotropy of space by use of infrared masers. // Phys. Lett. – 1963. – Vol. 7. – P. 241.
30. Cialdea R. // Lett. Nuovo Cim. – 1972. – Vol. 4, No 16. – P. 821-825.

31. Moller C. New experimental tests of the special principle of relativity // Proc. Roy. Soc. A. – 1962. – Vol. 270. – P. 306-314.
32. Пановский В., Филипс М. Классическая электродинамика. – М.: Физматгиз, 1963. – С. 376.
33. Michelson A.A., Gale H. The effect of the Earth's rotation on the Velocity of light . II // Astrophys. I. – 1925. – Vol. 61. – P. 140-145.
34. Бакаляр А.И., Лукьянов Д.П. Основы теории кольцевых лазерных гироскопов и их применение в навигационных комплексах. – Л.: Изд-во ЛВИКА, 1967.
35. Эйнштейн А. Собр. научн. трудов, т. 2. – М.: Наука, 1966. – С. 275-306; 347-348; 541-556.
36. Stephenson L.M. Proc. IEEE. – 1966. – Vol. 54, No 6. – P. 885-886.
37. Schiff L.I. Proc. Acad. Sci. – 1939. – Vol. 25. – P. 391.
38. Webster R., Whitten R.C. // Astrophys. and Space Sci. – 1973. – Vol. 24, No 2. – P. 323-333.
39. Вавилов С.И. Собр. соч., т. 4. – М.: Изд-во АН СССР, 1956.
40. Бонч-Бруевич А.М., Молчанов В.А. Новый оптический релятивистский опыт. // Оптика и спектроскопия. – 1956. – Т. 1. – С. 113.
41. Богданов А.Д. Гироскопы на лазерах. – М.: Изд-во МОО СССР, 1973.
42. Изнар А.Н., Федоров Б.Ф. Оптические квантовые приборы в военной технике. – М.: Сов. радио, 1964.
43. Краснов В. Свет – локатор, свет – оружие. М.: ДОСААФ, 1964.
44. W.M.HICKS. On the Michelson – Morley experiment to the drift of the aether. – Phil. Mag., 1902, 3, p. 9-42.
45. Michelson A. The relative motion of the earth and the luminiferous aether.// Amer. J. Phys. – 1881. – Vol. 22. – P. 120-129.
46. Michelson A.A., Morley E.W. The relative motion of the Earth and of the luminiferous aether. // Amer. J. Sci. – 1887. – Vol. 34. – P. 333-345.
47. Morley E., Miller D. Report of an experiment to detect the Fitzgerald-Lorentz effect. // Phil. Mag.– 1905. – Vol. 9. – P. 680-685.
48. Kennedy R.I. A refinement of the Michelson – Morley experiment. // Proc. Nat. Acad. USA. – 1926. – Vol. 12. – P. 621-629.
49. Illingworth K.K. A repetition of the Michelson – Morley experiment using Kennedy's refinement. // Phys. Rev. – 1927. –Vol. 30. – P. 692-696.
50. Cedarholm I.P., Townes C.H. A new experimental test of special relativity. // Nature. – 1959. – Vol. 184, No 4696. – P. 1350.
51. Trimmer S.N.W., Baierlein R.F., Faller I.E. Phys. Rev.: Particles and Fields. – 1973. – Vol. 8, No 10. – P. 3321-3326.

-
- 52. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, кн. М., 1966.
 - 53. Rowland H., Hutchinson C. On the electromagnetic effect of convection currents. //Philos. Mag. 1889, 27, 446-459.
 - 54. Pender H. On the magnetic effect of electric convection. // Philos. Mag. – 1901. – Vol. 2. – P. 119-209.
 - 55. Wilson H. On the magnetic effect of electric convection and on Rowland's and cremieu's experiments. // Philos. Mag. – 1901. – Vol. 2. – P. 144-150; 319-320.
 - 56. Eichenwald A. Über die magnetische Wirkung bewegter Körper im electrostatischen Felde. // Ann. Phys. – 1904. – Vol. 13. – P. 919-943.
 - 57. Thomson S. On the magnetic action of displacement currents in a dielectric. // Prog. Roy. Soc., 1889, 45, 392-393.
 - 58. Николаев Г.В., Окулов Б.В. К вопросу об экспериментальном обосновании принципа относительности. – Деп. ВИНИТИ, рег. N3064-74. | Р/ж. Физика, 1975, 5Б57. – Известия ВУЗов, Физика, № 8, 1975, 155.
 - 59. Николаев Г.В. Об ограниченности классической и релятивистской электродинамики в условиях на поверхности Земли. – Деп. ВИНИТИ, рег. N3277-75. |Р/ж. Физика, 1976, 3Б76. – Известия ВУЗов, Физика, №3, 1976, 156.
 - 60. Николаев Г.В. О проверке фундаментальных соотношений на ИСЗ. - Деп. ВИНИТИ, рег. N3429-75. | Р/ж. Физика, 1976, 4Б80. – Известия ВУЗов, Физика, № 3, 1976, 157.
 - 61. Николаев Г.В. Об электродинамическом аналоге уравнения давления Бернулли для электронов проводимости в кристаллической решётке проводника. – Деп. ВИНИТИ, № 1938-75. – Изв. вузов. Физика. – 1975. – № 8. – С. 155.
 - 62. Френкель Я.И. Введение в теорию металлов. – М.: 1958.
 - 63. Сэнсбери Р. Обнаружение силы, действующей между заряженной металлической фольгой и проводником с током. – Rev. Sci. Instrum. 56 (1985), No. 3, 415-417.
 - 64. Петров Б.Н. Вестн. АН СССР. – 1970. – № 10. – С. 15-30.
 - 65. Mayo A.M. «Future Space Program and Impact Range and Network Develop». – Washington, D.C., 117 - 136, 1967.
 - 66. Future united states space plans // Interavia. – 1971. – Vol. 26, No 2. – P. 156-159.
 - 67. Scholze O. «Mensch und Weltraum». – 1970. –B. 4, N 3. – S. 5-6; 8-10; 12.

68. Воробьев А.А. Изв. вузов. Физика. – 1959. – № 2. – С. 171.
69. Воробьев А.А. Изв. вузов. Физика. – 1973. – № 10. – С. 7.
70. Хатчинсон I., Инглима S. // Конф. ассоциации авиапромышленников, США, август 1970.
71. Зыков С.И., Лукьянов Д.П., Бакаляр А.И. Лазерный генератор. Изд. «Советское радио», М., 1975.
72. Essen L. «Nature» – 1963, 199, n4894, 648.
73. Elek T. «Period. Polytech.Electr. Engug». – 1966, 10, N1, 49-79.
74. Пановский В., Филипп М. Классическая электродинамика. Изд. ФМЛ., М., 1963.
75. Джексон Дж. Классическая электродинамика. – М.: Мир, 1965.
76. Левич В.Г. Курс теоретической физики, кн.1. – М.: ГИФМЛ, 1962.
77. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1962.
78. Александров А.Д. Вопросы философии. – 1959. – № 1. – С. 67-84.
79. Фок В.А. // Вопросы философии. – 1966. – № 8. – С. 15-22,184.
80. Эйнштейн А. Собрание научн. трудов, т. 1. – М.: Наука, 1966. – С. 410-424, 682-689.
81. Эйнштейн А. Собрание научн. трудов, т. 1. – М.: Наука, 1966. – С. 395-398.
82. Эйнштейн А. Собрание научн. трудов, т. 1. – М.: Наука, 1966. – С. 217-221.
83. Pander H. On the magnetic effect of electric convection. – Philos. Mag. 1903, N5, 34-45.
84. Michelson A. Relative motion of earth and aether. - Phil. Mag., 1904, N8, 716-719.
85. Laue M. Über ein Versuch zur Optic der bewegten Korper. Munch, Ber., 1911.
86. Эйнхенвальд А. Избранные труды. М., 1956.

Часть II

ЭЛЕКТРОСТАТИКА СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Глава 1. Проблемы электростатики пустого пространства

1. Современное представление об электрическом поле заряда

Электрический заряд – одно из фундаментальных свойств вещества элементарных частиц. Не менее фундаментальным является свойство электрического заряда образовывать в пространстве около себя электрическое поле. Каждый покоящийся элементарный электрический заряд e индуцирует в окружающем его пространстве собственное электрическое поле \mathbf{E} , которое предполагается простирающимся до бесконечности. Согласно современным представлениям, электрическое поле \mathbf{E}_1 заряда e_1 представляет собой особый вид материи, характеризующейся как определенный физический объект, который сам по себе наделен свойством оказывать силовое воздействие на другой пространственно удаленный покоящийся электрический заряд e_2 . Применительно к реальным условиям лабораторной системы отсчета на поверхности гравитирующего тела Земли и в околоземном пространстве, сила взаимодействия двух покоящихся относительно поверхности Земли электрических зарядов e_1 и e_2 определяется законом Кулона

$$\mathbf{F} = \frac{e_1 e_2}{R^3} \mathbf{R}. \quad (1.1)$$

В дальнейшем под “лабораторной системой отсчета” будет подразумеваться только такая система отсчета, которая остается в состоянии покоя относительно поверхности гравитирующего тела Земли. Применимость закона Кулона в записи (1.1) для покоящихся зарядов в любых других системах отсчета (например, движущихся относительно поверхности Земли) необходимо считать априорной, так как закон Кулона (1.1) действительно проверен опытным путем только для покоящихся в лабораторной системе отсчета электрических зарядов e_1 и e_2 . Непосредственно из записи закона Кулона (1.1) можно установить, что напряженность электрического поля E_1 от то-

чечного заряда e_1 в точке нахождения пробного заряда e_2 определяется зависимостью вида

$$\mathbf{E}_1 = \frac{e_1}{R^3} \mathbf{R}. \quad (1.2)$$

Опытным путем установлено, что силу взаимодействия \mathbf{F} (1.1) покоящегося пробного заряда e_2 с электрическим полем \mathbf{E}_1 (1.2) другого покоящегося заряда e_1 можно представить еще как

$$\mathbf{F}_{12} = \mathbf{E}_1 e_2. \quad (1.3)$$

Из (1.2), (1.3) видно, что напряженность электрического поля \mathbf{E}_1 является векторной величиной. Из допущения же симметрии свойств однородного пространства следует положить, что вектор напряженности электрического поля \mathbf{E}_1 в каждой точке пространства будет направлен всегда по радиус-вектору \mathbf{R} , проведенному из точки, в которой находится в рассматриваемый момент электрический заряд e_1 . Из тех же соображений симметрии свойств пространства можно заключить, что абсолютная величина вектора напряженности электрического поля \mathbf{E}_1 от точечного заряда e_1 во всех направлениях (от заряда e_1) будет зависеть только от расстояния R от заряда e_1 до точки наблюдения. Как показывает опыт, вектор напряженности электрического поля \mathbf{E}_0 в точке наблюдения N от нескольких неподвижных электрических зарядов равен векторной сумме напряженности электрических полей \mathbf{E}_i , создаваемых каждым из зарядов e_i в отдельности

$$\mathbf{E}_0 = \sum_i \mathbf{E}_i, \quad (1.4)$$

то есть суммирование электрических полей подчиняется принципу суперпозиции. Откуда следует, что предполагаемая материализованная субстанция электрического поля \mathbf{E}_1 от одного заряда e_1 может только налагаться (складываться) на материализованную субстанцию электрического поля \mathbf{E}_2 другого заряда e_2 , не претерпевая при этом никакого противодействия со стороны первой. Это может соответствовать только тому, что электрические поля от разных зарядов друг с другом не взаимодействуют. Так как на любой электрический заряд e_2 , покоящийся в электрическом поле \mathbf{E}_1 , действует не равная нулю электрическая сила \mathbf{F} (1.3), то перемещение заряда e_2 в электрическом поле \mathbf{E}_1 в произвольном направлении всегда связывается с совершением работы A , определяемой как

$$A = \int_L \mathbf{F}_{12} d\mathbf{l} = \int_L \mathbf{E}_1 e_2 d\mathbf{l}. \quad (1.5)$$

Причем работа A (1.5), совершаемая силой \mathbf{F}_{12} электрического поля \mathbf{E}_1 над пробным зарядом e_2 на любом замкнутом пути L , равна нулю, что соответствует записи

$$A = \oint_L \mathbf{F}_{12} d\mathbf{l} = \oint_L \mathbf{E}_1 e_2 d\mathbf{l} . \quad (1.6)$$

Воспользовавшись теоремой Стокса, для (1.6) можно записать

$$\oint_L \mathbf{E}_1 e_2 d\mathbf{l} = \oint_S \text{rot} \mathbf{E}_1 e_2 d\mathbf{S} = 0 , \quad (1.7)$$

где S – произвольная поверхность, ограниченная замкнутым контуром L . Условие (1.7) возможно лишь в том случае, если ротор вектора напряженности электрического поля \mathbf{E}_1 в каждой точке поля равен нулю, т.е.

$$\text{rot } \mathbf{E}_1 = 0 . \quad (1.8)$$

Из (1.8) можно заключить, что электрическое поле \mathbf{E} покоящихся электрических зарядов является безвихревым потенциальным полем. В соответствии с этим, потенциал φ электрического поля \mathbf{E} точечного заряда e может быть определен зависимостью

$$\varphi(\mathbf{r}) = e/r , \quad (1.9)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор, проведенный из точки, в которой расположен заряд e , в точку N , для которой определяется потенциал φ . С учетом (1.9) напряженность электрического поля \mathbf{E} может быть выражена еще в виде

$$\mathbf{E} = -\text{grad} \varphi = \frac{e}{r^3} \mathbf{r} , \quad (1.10)$$

причем определение (1.10) не противоречит условию (1.8)

$$\text{rot} (\text{grad} \varphi) = 0 . \quad (1.11)$$

Считается, что материальность электрического поля, как реального физического объекта, подтверждается тем известным фактом, что с электрическим полем \mathbf{E} заряда e всегда связана вполне определенная энергия W_E , определяемая как

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_v \mathbf{E}^2 dv , \quad (1.12)$$

где интегрирование проводится по всему пространству, исключая объем самого заряда e . Так как для напряженности электрического поля \mathbf{E} одиночного точечного заряда e имеем

$$\mathbf{E} = e/r^2 , \quad (1.13)$$

то, в согласии с (1.12), для энергии W_E электрического поля \mathbf{E} заряда e можно записать

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_v^r \frac{e^2}{r^4} (4\pi r^2) dr = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0}, \quad (1.14)$$

где r_0 – предполагаемый радиус заряда e . Ввиду того, что для точечного заряда e необходимо положить $r_0 = 0$, то из (1.14) следует, что энергия W_E электрического поля E конечного по величине точечного заряда e оказывается равной бесконечности [1–4]. Физическая абсурдность результата (1.14) при $r_0 = 0$, а также результата для силы взаимодействия \mathbf{F} (1.1) точечных зарядов e_1 и e_2 при $R \rightarrow 0$, обнаруживает, казалось бы, ограниченность основных принципов классической электродинамики, основанных на представлениях точечной структуры элементарных зарядов. В свою очередь, в какой-то степени, это ставит под сомнение справедливость устанавливаемых функциональных зависимостей вида (1.1), (1.2), (1.3), (1.12). Однако, тем не менее, это не соответствует еще тому, что одновременно может быть подвергнута сомнению и материальность самого статического электрического поля E , что оно не представляет собой реального физического объекта [2], относя эти свойства только к одному электромагнитному полю. Статические электрические и магнитные поля – это такая же объективная реальность, как и электромагнитные поля, и отрицание материальности отдельно электрического и магнитного поля недопустимо. Относительно же появляющихся в (1.1), (1.9), (1.10), (1.12), (1.14) бесконечностей можно заметить, что они обусловлены, в основном, формальным по своему существу абстрактным допущением, что материальная сущность заряда сконцентрирована в математической точке. Если же исходить из реальных представлений, что существование определенной материальной сущности или материального объекта в объективной действительности всегда неразрывно связано с представлением о некотором ограниченном пространстве или определенном объеме, то энергия электрического поля E , локализованного в пространстве вне конечного по объему и конечного по величине заряда e всегда будет величиной конечной. Аналогично, и сила взаимодействия между зарядами конечных размеров будет всегда величиной конечной. Следовательно, для устранения ограничений на применимость функциональных зависимостей вида (1.1), (1.2), (1.9), (1.10), (1.12) в классической электродинамике оказывается вполне достаточным просто отказаться от представлений абстрактной точечной структуры элементарного заряда.

Таким образом, законы классической электродинамики, находящиеся в достаточно хорошо согласии с опытными фактами в области макроскопической физики, имеют удовлетворительную применимость и при переходе к микроскопическим расстояниям. Обнаружающие же трудности не являются следствием ограниченности самих законов классической электроди-

намики применительно к микропроцессам вообще, а обусловлены, в основном, ограниченностью наших представлений об истинной и конечной по размеру структуре элементарных заряженных частиц. Например, так как наиболее элементарными заряженными частицами принято считать электроны и позитроны, то определим минимально допустимые размеры этих частиц, исходя из предположения, что энергия W_E (1.14) статического электрического поля кулоновского расталкивания элементов заряда e электрона, локализованная в пространстве вне объема $\delta V_0 = 4\pi r_0^3/3$ электрона, должна быть равна некой электродинамической внутренней энергии W_b электрона, обусловленной наличием определенных внутренних сил, компенсирующих силы кулоновского расталкивания. Принимая для полной энергии электрона известное значение [1, 3, 6, 7]

$$W_0 = m_0 c^2, \quad (1.15)$$

с учетом “внешней” энергии W_E (1.14) электрического поля E электрона и “внутренней” электродинамической энергии W_b электрона, можно записать

$$W_0 = W_E + W_b. \quad (1.16)$$

Из условия равенства энергий $W_E = W_b$, принимая во внимание (1.14), (1.15), для полной энергии электрона будем иметь

$$m_0 c^2 = e^2 / r_0, \quad (1.17)$$

откуда для минимально допустимого размера r_0 электрона e устанавливаем

$$r_0 = e^2 / (m_0 c^2). \quad (1.18)$$

Подставляя в (1.18) известные величины $e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ г} \cdot \text{см}^{3/2}/\text{с}^2$, $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-27} \text{ г}$, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}/\text{с}$, окончательно находим

$$r_0 \approx 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}. \quad (1.19)$$

Эти размеры электрона называют классическим радиусом электрона [1,3,5,7]. Вполне естественно, если при описании электрического поля реального элементарного заряда e электрона исходить из допущения конечности его размера r_0 (1.19), то в классической электродинамике достаточно легко удастся избежать появления абсурдных бесконечностей, и методы классической электродинамики, в определенной степени, можно считать приемлемыми и для микроскопических процессов. Так как применимость методов классической электродинамики для электрических зарядов конечных размеров не ограничивается, то в дальнейшем при рассмотрении любых электромагнитных явлений всегда будет предполагаться, что размеры реальных электрических зарядов конечны. В частности, для радиуса электрона будем полагать $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, а структура электрона будет предполагаться простейшей, при которой весь заряд e электрона распределен на сферической поверхности радиуса r_0 . Подобная структура электрона оказывается достаточно хорошо приемлемой и при описании ряда других физических свойств электрона.

2. Силы кулоновского расталкивания и энергия электрического поля электрона

При допущении конечности размеров и сферической структуры электрона e , определим результирующую силу \mathbf{F} отталкивания одноименных заряженных элементов $d\epsilon$ заряда e электрона, используя известный закон Кулона (1.1) для силы взаимодействия элементов $d\epsilon$ между собой. Предполагая равномерное распределение заряда по поверхности электрона, для поверхностной плотности заряда можно записать

$$\rho_0 = \frac{e}{S_0} = \frac{e}{4\pi r_0^2}, \quad (1.20)$$

где r_0 – классический радиус электрона. Определим силу dF_0 , действующую на какой-либо элемент $d\epsilon$ заряда e со стороны зарядов шарового слоя шириной dl (рис. 8)

$$dF_0 = \frac{\delta e \rho_0 dS}{r^2} \cos \varphi, \quad (1.21)$$

где

$$dS = 2\pi h dl. \quad (1.22)$$

Принимая во внимание, что

$$dl = dy/(\sin 2\varphi), \quad h = r \sin 2\varphi, \quad r = y/(\cos \varphi), \quad (1.23)$$

для силы dF_0 устанавливаем

$$dF_0 = \frac{\pi \delta e \rho_0 \cos \varphi}{y} dy. \quad (1.24)$$

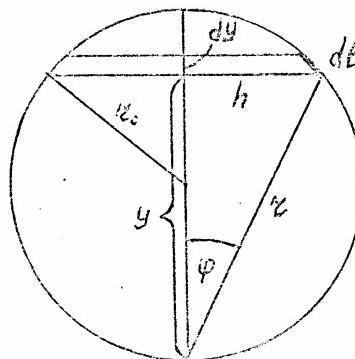


Рис. 8

Так как $\cos \varphi = r/d_0$, где $d_0 = 2r_0$, то для (1.24) можно еще записать

$$dF_0 = \frac{\pi \delta e \rho_0 r}{d_0 y} dy \quad (1.25)$$

или, с учетом соотношения $y/r = r/d_0$

$$dF_0 = \frac{\pi \delta e \rho_0}{\sqrt{d_0 y}} dy. \quad (1.26)$$

Интегрируя (1.26), будем иметь

$$dF_0 = \frac{\pi \delta e \rho_0}{\sqrt{d_0}} \int_0^{d_0} \frac{dy}{\sqrt{y}} = 2\pi \delta e \rho_0. \quad (1.27)$$

Умножив и разделив (1.27) на $S_0 = 4\pi r_0^2$ и учитывая (1.20), получим

$$dF_0 = \frac{1}{2} \frac{e \delta e}{r_0^2}. \quad (1.28)$$

В результате находим, что на всю заряженную поверхность S_0 электрона e будет действовать суммарная статическая сила кулоновского расталкивания

$$dF_0 = \frac{1}{2} \frac{e}{r_0^2} \sum_i \delta e_i = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0^2}. \quad (1.29)$$

Из конечного результата (1.29) можно сделать вывод, что суммарная сила F_0 расталкивания элементов δe заряда e электрона обусловлена, в основном,

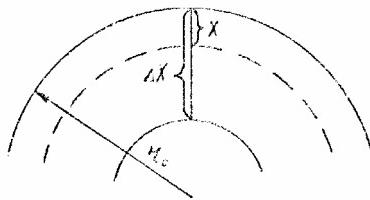


Рис. 9

силой кулоновского расталкивания между ними, и внешнее электрическое поле E электрона как будто бы непричастно к этой силе. Однако, можно показать, что аналогичный результат для суммарной силы F_0 (1.29) расталкивания может быть получен также и в том случае, если учесть взаимодействие заряда e электрона с собственным электрическим полем E . Чтобы показать это, предположим, что толщина поверхностного заряженного слоя

электрона e равна конечной величине Δx , где $\Delta x \ll r_0$, а величина заряда de на шаровом слое толщиной dx пропорциональна толщине этого слоя, т.е.

$$de = (dx/\Delta x)e. \quad (1.30)$$

В этом случае для напряженности электрического поля E на шаровой поверхности радиуса $(r_0 - x)$ будем иметь (рис. 9)

$$E' = \frac{e[(\Delta x - x)/\Delta x]}{(r_0 - x)^2} = \frac{e(1 - x/\Delta x)}{r_0^2 (1 - x/r_0)^2}, \quad (x \leq \Delta x). \quad (1.31)$$

С учетом (1.31) на элементарный заряд de шарового слоя dx , лежащего на шаровой поверхности радиуса $(r_0 - x)$, должна действовать сила

$$dF_0 = E' de \quad (1.32)$$

или, принимая во внимание (1.30), (1.31),

$$dF_0 = \frac{e^2 (1 - x/\Delta x)(dx/\Delta x)}{(r_0 - x)^2} = \frac{e^2}{\Delta x r_0^2} \left[\frac{1 - x/\Delta x}{(1 - x/r_0)^2} dx \right]. \quad (1.33)$$

Учитывая, что $x \ll r_0$, разложим знаменатель в квадратных скобках в ряд и, ограничиваясь первым приближением, получим

$$dF_0 = \frac{e^2}{\Delta x r_0^2} dx - \frac{e^2}{\Delta x^2 r_0^2} x dx. \quad (1.34)$$

Интегрируя в пределах от $x = 0$ до $x = \Delta x$, для суммарной силы F_0 взаимодействия заряда e электрона с собственным электрическим полем E' устанавливаем

$$F_0 = \frac{e^2}{\Delta x r_0^2} \int_0^{\Delta x} dx - \frac{e^2}{\Delta x^2 r_0^2} \int_0^{\Delta x} x dx = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0^2}, \quad (1.35)$$

что совпадает с (1.29).

Таким образом, внутренние силы электрического расталкивания электрона можно интерпретировать либо как силы кулоновского электрического расталкивания между элементами de_i и de_k ($i \neq k$) заряда e электрона (предполагая, что действие от одного элемента de_i заряда e к другому de_k направлено по прямой и передается по принципу дальнодействия), либо как взаимодействие элементов de_i заряда e с результирующим электрическим полем E' электрона e (предполагая, что действие на элемент de_i заряда электрона передается непосредственно от результирующего электрического поля E' в точке нахождения этого элемента de_i по принципу близкодействия). Не будем пока акцентировать внимания на верности одной или другой интерпретации, однако отметим, что между ними имеется существенное отличие.

Согласно первой интерпретации, потенциальная энергия взаимодействия элементов заряда e друг с другом предполагается сосредоточенной в самих элементах δe_i и локализованной в объеме $\delta v_0 = (4/3) \pi r_0^3$ электрона. Между тем как согласно второй интерпретации потенциальная энергия взаимодействия элементов δe_i заряда e с собственным результирующим электрическим полем E' предполагается сосредоточенной в самом электрическом поле E' , т.е. вне объема δv_0 электрона. Как в первом, так и во втором случае потенциальная энергия взаимодействия элементов δe_i заряда e электрона может быть определена, если исходить из значения силы расталкивания F_0 (1.29) или F_0 (1.35). Предполагая, что заряд e электрона образован перемещением элементов δe_i этого заряда со сферы бесконечного радиуса до сферы радиуса r_0 , для суммарной силы расталкивания F при произвольном радиусе r заряженной сферы будем иметь

$$F = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r^2}. \quad (1.36)$$

Соответственно, для элементарной работы dA может быть записано выражение

$$dA = F dr = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r^2} dr. \quad (1.37)$$

В результате для полной работы A перемещения заряда e электрона на поверхность радиуса r_0 получим

$$A = \frac{e^2}{2} \int_{\infty}^{r_0} \frac{dr}{r^2} = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0} = U, \quad (1.38)$$

что эквивалентно энергии электрического поля W_E (1.14) электрона. На первый взгляд может показаться, что работа A (1.38), которая затрачивается на перенос элементарных зарядов δe_i электрона из бесконечности на сферу радиуса r_0 , связана только с преодолением сил кулоновского расталкивания, локализованных внутри стягивающегося объема, и никак не связана с энергией образующегося при этом электрического поля W_E (1.14), локализующейся, в основном, вне стягивающегося объема электрона. Соответственно, и для общей энергии электрона, казалось бы, должна быть справедлива запись

$$W_0 = W_E + U, \quad (1.39)$$

то есть энергия W_E электрического поля электрона должна быть просуммирована с потенциальной энергией взаимодействия U элементарных зарядов δe_i электрона между собой. Однако, в действительности, запись (1.39) оказывается неверной, так как потенциальная энергия U , соответствующая ра-

боте A (1.38), и энергия W_E электрического поля E электрона представляют собой одну и ту же энергию

$$U \equiv W_E. \quad (1.40)$$

Другими словами, когда затрачивается работа A (1.38) на перенос заряда e на сферу радиуса r_0 , то энергия U , соответствующая этой работе A (1.38), как раз и запасается в энергии W_E (1.14) образующегося электрического поля E этого заряда e , т.е. работы A (1.38) полностью тратится только на создание результирующего электрического поля E электрона e . Подтверждением этому может служить еще и тот факт, что при стягивании заряженной сферы радиуса r электрическое поле внутри ее всегда остается равным нулю, что исключает возможность взаимодействия между собой по прямой внутри сферы элементов δe_i заряда e согласно зависимости (1.3). Следовательно, работу A (1.38) по преодолению сил кулоновского расталкивания при образовании заряда e электрона и процесс создания результирующего электрического поля E электрона e необходимо рассматривать только в неразрывном единстве, и вопрос о локализации электрической части энергии W_E разрешается сам собой – эта энергия локализуется только в окружающем заряд e пространстве, в его результирующем электрическом поле E . Полученное же количественное совпадение конечных результатов (1.29) и (1.35), а также (1.14) и (1.38), показывает, что ограниченности в применимости закона Кулона в записи (1.3) в рассмотренных случаях не обнаружено. Ограничность же закона Кулона в записи (1.1) в данном случае оказывается обусловленной заложенным в этом законе допущением, что действие от одного заряда к другому передается по принципу дальнодействия.

В приведенных выше расчетах была определена статическая потенциальная энергия U (1.38) отталкивания одноименных элементов δe_i заряда e электрона или, что то же, энергия W_E (1.14) результирующего электрического поля E (1.13) электрона e и ничего не говорилось о причинах устойчивости структуры электрона, так как при наличии значительных сил расталкивания F_0 (1.29), (1.35), заряд e электрона неминуемо должен был бы рассыпаться. Реальная же устойчивость структуры электрона e , как было отмечено выше, заставляет допустить существование внутри объема электрона еще каких-то компенсирующих сил притяжения не электрической природы, внутренняя потенциальная энергия которых $W_{\text{вн}}$ равна энергии U (1.38) или, принимая во внимание (1.16) и (1.40),

$$W_{\text{вн}} = W_E. \quad (1.41)$$

Пока с достаточной достоверностью можно лишь утверждать, что внутренние силы притяжения электрона e по природе своей должны быть силами динамического происхождения, свидетельством чего является наличие у

электрона e аномального механического спина и аномального магнитного момента [8]. Конкретные же причины устойчивости структуры электрона e могут быть поняты только лишь при выяснении истинной природы внутренних электродинамических сил и квантовых законов, управляющих ими.

3. Электрическое поле системы зарядов

Рассмотрим электростатическое поле \mathbf{E} системы точечных одноименных электрических зарядов $\sum e_i = Q$, распределенных в пространстве по определенному закону. Электрическое поле \mathbf{E}_0 (1.4) системы покоящихся точечных зарядов, согласно принципу суперпозиции, равно сумме электрических полей \mathbf{E}_i , создаваемых каждым из зарядов в отдельности, т.е.

$$\mathbf{E}_0 = \sum_i \mathbf{E}_i . \quad (1.42)$$

При этом потенциал электрического поля системы покоящихся точечных зарядов $\sum e_i$ равен

$$\phi_0(\mathbf{r}) = \sum_i \phi_i = \sum_i \frac{e_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}, \quad (1.43)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор точки наблюдения, в которой определяется потенциал ϕ_i , \mathbf{r}_i – радиус-вектор точки, в которой находится заряд e , $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|$ – расстояние от заряда e до точки наблюдения \mathbf{r} . По известному значению потенциала ϕ_i в точке \mathbf{r} можно найти значение напряженности электрического поля \mathbf{E}_i в этой точке согласно

$$\mathbf{E}_i = -\operatorname{grad} \phi_i, \quad (1.44)$$

откуда для результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 (1.42) можно еще записать

$$\mathbf{E}_0 = -\sum_i \operatorname{grad} \phi_i . \quad (1.45)$$

Однако выкладки (1.42) с суммированием электрических полей \mathbf{E}_i для точечных зарядов не всегда оказываются удобными. Если, например, распределение электрических зарядов в пространстве задано при помощи непрерывной функции $\rho(\mathbf{r})$, то удобнее перейти к дифференциальным характеристикам электрического поля. В этом случае для математического описания электрического поля системы точечных зарядов необходимо истинное распределение точечных дискретных зарядов заменить фиктивным непрерывным распределением, для чего достаточно положить

$$de = \rho d\mathbf{v}, \quad (1.46)$$

где $\rho = de/dv$ – плотность заряда в выделенном элементарном объеме. В случае неподвижных зарядов $\rho(\mathbf{r})$ является непрерывной функцией точки \mathbf{r} .

Определим электрическое поле E системы покоящихся зарядов, распределенных по произвольному закону $\rho(\mathbf{r})$ в замкнутом объеме v . Выпишем систему уравнений Максвелла для электростатического поля системы зарядов в полном виде

$$\text{rot } \mathbf{E} = 0, \quad (1.47)$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (1.48)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = 0, \quad (1.49)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0. \quad (1.50)$$

Решение системы уравнений для магнитного поля \mathbf{H} (1.49), (1.50) покоящихся зарядов имеет тривиальный вид

$$\mathbf{H} \equiv 0. \quad (1.51)$$

Это означает, что неподвижные в лабораторной системе отсчета заряды не индуцируют магнитного поля. Для решения (1.47), (1.48) введем скалярную функцию в виде

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \phi. \quad (1.52)$$

Уравнение (1.47) будет автоматически удовлетворено, поскольку

$$\text{rot} \cdot \text{grad } \phi = 0. \quad (1.53)$$

Из (1.48), с учетом (1.52), получим

$$\text{div} \cdot \text{grad } \phi = -4\pi\rho(\mathbf{r}). \quad (1.54)$$

Уравнение Пуассона (1.54) может быть записано еще в виде

$$\Delta\phi = -4\pi\rho, \quad (1.55)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа. Уравнение Пуассона (1.54) по-

заданному распределению зарядов $\rho(\mathbf{r})$ в пространстве позволяет найти потенциал $\phi(\mathbf{r})$ в каждой точке поля. Общее решение уравнения Пуассона имеет вид

$$\phi(\mathbf{r}) = \int_v \frac{\rho(\mathbf{r}')dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \int_v \frac{\rho(\mathbf{r}')dv'}{R}, \quad (1.56)$$

где интегрирование распространяется на весь объем v , в котором распределены заряды. Здесь $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = R$ представляет собой расстояние от точки \mathbf{r}' до точки наблюдения \mathbf{r} . Значение потенциала $\phi(\mathbf{r})$ отыскивается в точке наблюдения \mathbf{r} как вне объема v , так и внутри его. По найденному выражению потенциальной функции $\phi(\mathbf{r})$ (1.56) в точках наблюдения \mathbf{r} , в согласии с (1.52), можно установить значение вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ в этих же точках

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\operatorname{grad} \phi(\mathbf{r}) = \int_v \frac{\rho(\mathbf{r}')(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dv', \quad (1.57)$$

т.е. вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ от системы покоящихся зарядов, заключенных в замкнутом объеме v , не равен нулю как внутри, так и вне объема v . От непрерывной функции $\rho(\mathbf{r})$ в (1.57) можно легко перейти теперь к дискретной функции, характеризующей систему точечных зарядов [2, 9]

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_i e_i \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_i). \quad (1.58)$$

В этом случае решение уравнения Пуассона (1.54) может быть представлено в виде

$$\phi(\mathbf{r}) = \sum_i e_i \int_v \frac{\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_i|} dv_i = \sum_i \frac{e_i}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_i|}, \quad (1.59)$$

что соответствует (1.43). При этом для вектора напряженности электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ от системы точечных зарядов в точке наблюдения \mathbf{r} можно записать

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\operatorname{grad} \phi(\mathbf{r}) = \sum_i \frac{e_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3}, \quad (1.60)$$

или, принимая во внимание $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| = R_i$, находим

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_i \frac{e_i}{R_i^3} \mathbf{R}_i = \sum_i \mathbf{E}_i, \quad (1.61)$$

что соответствует (1.42).

Несмотря на кажущуюся эквивалентность выражений (1.57) и (1.61), между ними имеется принципиальное отличие. Если на некотором достаточно большом расстоянии R вне объема v системы зарядов $\sum_i e_i = Q$, при эквивалентном распределении заряда Q в объеме, для результирующей напряженности электрического поля \mathbf{E} как при непрерывном распределении $\rho(\mathbf{r})$ заряда Q внутри объема v

$$\mathbf{E}_h(\mathbf{r}) = \int_v \frac{\rho(\mathbf{r}')(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dv', \quad (1.62)$$

так и при дискретном точечном $e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$

$$\mathbf{E}_q(\mathbf{r}) = \sum_i \frac{e_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3}, \quad (1.63)$$

можно записать

$$\mathbf{E}_h(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_q(\mathbf{r}) \quad (1.64)$$

и при поперечных размерах l объема v , много меньших R ($R \gg l$), допустимо положить, что электрическое поле E определяется по известному закону

$$\mathbf{E}_h(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_q(\mathbf{r}) = \frac{Q}{R^3} \mathbf{R}, \quad (1.65)$$

то на расстояниях R от объема v , соизмеримых с размерами l объема ($R \sim l$), и особенно для точек внутри объема v , равенство (1.64) уже в принципе недопустимо. Обусловлено это тем, что при непрерывном распределении заряда Q внутри объема v напряженность электрического поля $\mathbf{E}_h(\mathbf{r})$ (1.62) как вне, так и внутри объема v изменяется непрерывно от точки к точке, между тем как при дискретном точечном распределении заряда Q напряженность электрического поля $\mathbf{E}_q(\mathbf{r})$ (1.63) внутри объема имеет особые точки, в которых она принимает бесконечное значение. Естественно, что электрическое поле $\mathbf{E}_q(\mathbf{r})$ (1.63) в окрестности этих точек и во внешнем пространстве вблизи объема v может существенно отличаться от электрического поля $\mathbf{E}_h(\mathbf{r})$ (1.62). Данные ограничения остаются справедливыми и для зарядов конечных размеров.

4. Энергия взаимодействия и энергия электрического поля одиночных зарядов

Определим энергию взаимодействия и энергию электрического поля простейшей системы зарядов, состоящей из двух точечных зарядов e_1 и e_2 [2, 4, 5, 10]. Предположим, что заряд e_1 закреплен в некоторой точке N пространства, а заряд e_2 находится на бесконечном удалении от него. В этом случае потенциальная энергия взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 будет, очевидно, равна нулю

$$U_{12} = e_2 \phi_1(r'_{12}) = 0, \quad (1.66)$$

так как

$$\phi_1(r'_{12})_{r'_{12}=\infty} = \frac{e_2}{r'_{12}} = 0. \quad (1.67)$$

При переносе заряда e_2 из бесконечности в точку N_2 , находящуюся на расстоянии r_{12} ($r_{12} \neq \infty$) от первого заряда e_1 , внешней силой против сил поля будет совершена работа

$$A_{12} = e_2 [\phi_1(r_{12}) - \phi_1(r'_{12})] = e_2 \phi_1(r_{12}), \quad (1.68)$$

где $\phi_1(r_{12})$ – потенциал поля от заряда e_1 в точке нахождения заряда e_2 . Если оставить в состоянии покоя заряд e_2 , а заряд e_1 переносить из бесконечности в точку N_1 , находящуюся на расстоянии r_{21} ($r_{21} = r_{12}$) от заряда e_2 , то для работы A_{21} можно записать

$$A_{21} = e_1 \phi_2(r_{21}), \quad (1.69)$$

причем

$$A_{21} = A_{12}. \quad (1.70)$$

При одновременном же переносе из бесконечности заряда e_1 и заряда e_2 в точки N_1 и N_2 на расстояние $r_{12} = r_{21}$ друг от друга работа A против сил поля будет, очевидно, равна

$$A = \frac{1}{2} e_2 \phi_1(r_{12}) + \frac{1}{2} e_1 \phi_2(r_{21}). \quad (1.71)$$

Работу A (1.71) можно представить еще в виде

$$A = \frac{1}{2} \left(\frac{e_2 e_1}{r_{12}} + \frac{e_1 e_2}{r_{21}} \right). \quad (1.72)$$

Так как после сближения заряды e_1 и e_2 удерживаются внешней силой в состоянии покоя, то для потенциальной энергии взаимодействия U двух зарядов e_1 и e_2 можно записать

$$U = A = \frac{e_2 e_1}{r}, \quad (r = r_{12} = r_{21}). \quad (1.73)$$

Таким образом, при неизменном расстоянии между точечными зарядами e_1 и e_2 и при неизменной величине этих зарядов, потенциальная энергия взаимодействия U (1.73) между зарядами e_1 и e_2 является величиной постоянной.

Проведем анализ полученных соотношений для энергии взаимодействия двух покоящихся электрических зарядов. Из (1.71) и (1.73) следует, что если один из взаимодействующих зарядов, например заряд e_2 , является не точечным, а представляет собой заряженную сферу радиуса r_2 ($r_2 < r_{12}$), то потенциальная энергия взаимодействия U' точечного заряда e_1 с неточечным зарядом e_2 также будет равна

$$U'_{12} = e_1 \phi'_2(r_{21}) = \frac{e_1 e_2}{r_{21}} = U. \quad (1.74)$$

Эквивалентность эта обусловлена тем, что потенциал ϕ'_2 заряженной сферы с непрерывно распределенным на ней зарядом e_2 на расстоянии r_{21} от центра сферы эквивалентен потенциальному ϕ_2 точечного заряда e_2 , находящегося в центре сферы [11, 12] ввиду эквивалентности электрических полей этих зарядов на расстояниях r , больших радиуса r_2 заряженной сферы. Причем, потенциальная энергия взаимодействия U' между зарядами e_1 и e_2 будет оставаться неизменной даже в том случае, если величину радиуса r_2 заряженной сферы с зарядом e_2 довести до размеров расстояния r_{21} между зарядами e_2 и e_1 . Однако при дальнейшем увеличении размеров заряженной сферы, когда расстояние r_{12} заряда e_1 до центра заряженной сферы будет меньше радиуса R_2 сферы ($r_{12} < R_2$), сказать что-либо определенного об

энергии взаимодействия U' зарядов из записи (1.71), (1.73) оказывается уже затруднительным. С одной стороны, электрическое поле E внутри сферы радиуса R_2 от заряда e_2 , согласно условия теоремы Остроградского – Гаусса, равно нулю, и взаимодействие заряда e_1 с электрическим полем заряда e_2 должно отсутствовать, между тем как, с другой стороны, потенциал в любой точке внутри сферы с зарядом e_2 относительно бесконечности не может быть положен равным нулю. Так как при переносе заряда e_1 из любой точки внутри заряженной сферы с зарядом e_2 на бесконечность производится одна и та же работа

$$A = e_1 \varphi_2(R_2) = \frac{e_1 e_2}{R_2}, \quad (1.75)$$

то необходимо заключить, что потенциал $\varphi_2(R_2)$ любой точки внутри заряженной сферы радиуса R_2 является величиной неизменной и равной

$$\varphi_2(r)_{r < R_2} = \varphi_2(R_2) = \text{const}. \quad (1.76)$$

Соответственно, и потенциальная энергия взаимодействия U' между зарядами e_1 и e_2 будет равна

$$U'_{12} = A_{12} = \frac{e_1 e_2}{R_2} = \text{const}. \quad (1.77)$$

Из (1.77) для точек внутри сферы радиуса R_2 непосредственно следует

$$\mathbf{F} = -\nabla U'(r) = 0. \quad (1.78)$$

Тем не менее, из сравнения (1.71), (1.73) и (1.77), можно установить

$$U'_{12}(R_2) < U(r_{12}), \quad (1.79)$$

что потенциальная энергия взаимодействия $U'_{12}(R_2)$ между зарядом e_1 и зарядом e_2 заряженной сферы уменьшается при увеличении радиуса сферы R_2 ($R_2 > r_{12}$) и неизменном расстоянии r_{12} между зарядом e_1 и центром сферы. С физической точки зрения, этот факт может быть истолкован тем, что при увеличении размеров заряженной сферы с зарядом e_2 в электрическом поле заряда e_1 будет высвобождаться потенциальная энергия взаимодействия, равная ранее затраченной работе на сближение зарядов e_1 и e_2 . В частном случае при $R_2 = \infty$ для потенциальной энергии взаимодействия зарядов e_1 и e_2 получим

$$U'_{12}(R_2) = e_1 \varphi_2(R_2) = \frac{e_1 e_2}{R_2} = 0. \quad (1.80)$$

Рассмотрим теперь обратное взаимодействие неточечного заряда e_2 с точечным зарядом e_1 . Пусть заряд e_2 представляет собой заряженную сферу радиуса r_2 ($r_2 < r_{12}$), находящуюся на расстоянии r_{12} от заряда e_1 (рис. 10).

Для определения энергии взаимодействия U равномерно распределенного по поверхности сферы заряда e_2 с зарядом e_1 необходимо, очевидно,

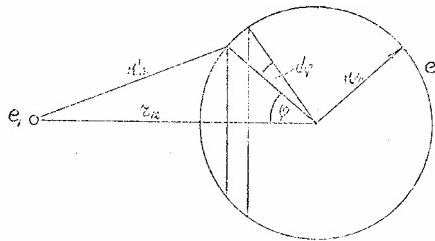


Рис. 10

определить величину потенциала $\varphi_1(r'_{12})$ от заряда e_1 в точках на поверхности сферы радиуса r_2

$$\varphi_1(r'_{12}) = \frac{e_1}{r'_{12}}. \quad (1.81)$$

Принимая во внимание, что поверхностная плотность заряда на сфере равна

$$\rho = \frac{e_2}{4\pi r_2^2}, \quad (1.82)$$

то на поверхности dS элементарного шарового слоя

$$dS = 2\pi r_2^2 \sin \varphi d\varphi \quad (1.83)$$

будет сосредоточен элементарный электрический заряд de_2 , равный

$$de_2 = \rho dS = \frac{1}{2} e_2 \sin \varphi d\varphi. \quad (1.84)$$

Так как потенциал $\varphi_1(r'_{12})$ (1.81) для точек шарового слоя известен, то для энергии взаимодействия элементарного заряда de_2 с зарядом e_1 можно записать

$$dU'_{21} = \varphi_1(r'_{12}) de_2 = \frac{1}{2} \frac{e_2 e_1}{r'_{12}} \sin \varphi d\varphi. \quad (1.85)$$

Выражая r'_{12} через стороны r_{12} и r_2 (рис. 3)

$$r'_{12} = \sqrt{r_{12}^2 + r_2^2 - 2r_{12}r_2 \cos \varphi}. \quad (1.86)$$

для полной энергии взаимодействия U'_{21} заряда e_2 с зарядом e_1 будем иметь

$$dU'_{21} = \frac{e_2 e_1}{2} \int_0^{2\pi} \frac{\sin \varphi d\varphi}{\sqrt{r_{12}^2 + r_2^2 - 2r_{12}r_2 \cos \varphi}}. \quad (1.87)$$

Производя в (1.87) подстановку $\cos \varphi = t$, $-\sin \varphi d\varphi = dt$ и полагая $r_{12}^2 + r_2^2 = b$, $-2r_{12}r_2 = a$, получим

$$dU'_{21} = -\frac{e_2 e_1}{2} \int_1^{-1} \frac{dt}{\sqrt{b+at}} = -\frac{e_2 e_1}{a} \sqrt{b+at} \Big|_1^{-1}, \quad (1.88)$$

то есть

$$dU'_{21} = -\frac{e_2 e_1}{a} (\sqrt{b+a} - \sqrt{b-a}). \quad (1.89)$$

Подставляя вместо a и b их значения, находим

$$\begin{aligned} dU'_{21} &= \frac{e_2 e_1}{2r_{12}r_2} (\sqrt{r_{12}^2 + 2r_{12}r_2 + r_2^2} - \sqrt{r_{12}^2 - 2r_{12}r_2 + r_2^2}) = \\ &= \frac{e_2 e_1}{2r_{12}r_2} [(r_{12} + r_2) - (r_{12} - r_2)] = \frac{e_2 e_1}{r_{12}}. \end{aligned} \quad (1.90)$$

Из (1.90) следует, что энергия взаимодействия U'_{21} заряженной сферы e_2 с зарядом e_1 , находящимся на расстоянии r_2 от центра сферы, не зависит от величины радиуса сферы r_2 при условии $r_2 \leq r_{12}$ и тождественно равна энергии взаимодействия U (1.73). Для случая $r_2 = R_2$ и $R_2 > r_{12}$, второй радикал в выражении (1.90) необходимо записать в виде

$$\pm \sqrt{(r_{12} - R_2)^2} = \pm (r_{12} - R_2). \quad (1.91)$$

В этом случае для энергии взаимодействия $U'_{21}(R_2)$ заряженной сферы e_2 с точечным зарядом e_1 будем иметь

$$dU'_{21}(R_2) = \frac{e_2 e_1}{2r_{12}R_2} [(r_{12} + R_2) - (r_{12} - R_2)] = \frac{e_2 e_1}{R_2}, \quad (1.92)$$

что соответствует (1.77). В противоположность (1.90), из (1.92) следует, что при условии $R_2 > r_{12}$ энергия взаимодействия $U'_{21}(R_2)$ заряженной сферы радиуса R_2 с точечным зарядом e_1 не зависит от расстояния r_{12} между зарядом e_1 и центром заряженной сферы, а определяется только лишь размерами R_2 заряженной сферы заряда e_2 .

Известно [5], когда энергия взаимодействия U зарядов e_1 и e_2 рассматривается в виде (1.73), (1.74) и (1.90), то это может быть формально истолковано как энергия взаимодействия на расстоянии зарядов e_1 и e_2 и что вся энергия взаимодействия U между зарядами сосредоточена только в самих зарядах e_1 и e_2 . При этом окружающему заряды пространству отводится

роль некой механической связи, передающей усилие от одного заряда к другому и наоборот. Причем, величина усилия в рассматриваемой точке определяется, соответственно, величиной напряженности электрического поля в данной точке. Однако случаи (1.77) и (1.92), когда рассматривается взаимодействие точечного заряда с заряженной сферой радиуса R_2 , оказываются несколько обособленными в том отношении, что из них следует возможность локализации энергии взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 не только в объеме самих взаимодействующих зарядов, но и в окружающем их пространстве. В частности, когда заряд e_1 находится, например, внутри заряженной сферы радиуса R_2 , то возможность взаимодействия заряда e_2 сферы с зарядом e_1 вполне очевидна, так как заряд e_2 сферы радиуса R_2 пронизывается электрическим полем E_1 заряда e_1 , т.е. элементы заряда e_2 сферы радиуса R_2 находятся в электрическом поле E_1 заряда e_1 (рис. 11)

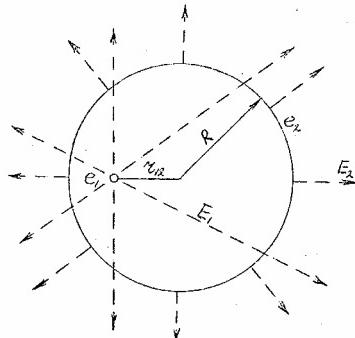


Рис. 11

и между зарядами e_1 и e_2 суммарная потенциальная энергия взаимодействия U не равна нулю:

$$dU_{21} = \frac{e_2 e_1}{R_2} \neq 0. \quad (1.93)$$

В то же время, если рассматривать взаимодействие заряда e_1 с зарядом сферы e_2 , то взаимодействие это, казалось бы, должно отсутствовать, так как в месте нахождения заряда e_1 напряженность электрического поля от заряда e_2 сферы равна нулю. Однако, в пространстве вне сферы радиуса R_2 электрическое поле E_1 заряда e_1 пронизывается электрическим полем E_2 заряда e_2 заряженной сферы, и возможность прямого взаимодействия между электрическими полями E_2 и E_1 не исключается. Ниже будет показано, что такое взаимодействие между электрическими полями E_2 и E_1 от зарядов e_2 и e_1

действительно возможно, и взаимодействие это локализовано как раз во всем пространстве вне объема сферы радиуса R . Следовательно, нельзя полностью согласиться с известным представлением [5], что из функциональных зависимостей (1.73), (1.74), (1.90) и (1.77), (1.92), выраженных только через характеристики зарядов e_1 и e_2 , невозможно сделать непосредственный вывод о локализации энергии взаимодействия U между зарядами e_1 и e_2 вне объема, занимаемого самими зарядами.

Определим энергию результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 системы из двух точечных одноименных зарядов e_1 и e_2 согласно известной зависимости (1.12). Учитывая, что для результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 можно записать

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \quad (1.94)$$

и подставляя (1.94) в (1.12), получим [5]

$$\begin{aligned} W_0 &= \frac{1}{8\pi} \int_v E_0^2 dv = \frac{1}{8\pi} \int_v (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 dv = \\ &= \frac{1}{8\pi} \int_v E_1^2 dv + \frac{2}{8\pi} \int_v \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 dv + \frac{1}{8\pi} \int_v E_2^2 dv. \end{aligned} \quad (1.95)$$

Из (1.95) следует, что полная энергия результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 оказывается состоящей из 3-х энергий. Из энергии W_1 электрического поля \mathbf{E}_1 первого заряда e_1 (как будто бы при этом заряд e_2 вообще отсутствует)

$$W_1 = \frac{1}{8\pi} \int_v E_1^2 dv = \frac{1}{8\pi} \int_{r_0}^{\infty} \frac{e_1^2}{r_1^4} (4\pi r_1^2 dr_1) = \frac{e_1^2}{2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2} = \left. \frac{e_1^2}{2r_1} \right|_{r_0}^{\infty}. \quad (1.96)$$

Из энергии W_2 электрического поля \mathbf{E}_2 второго заряда e_2 (при аналогичном предположении относительно первого заряда e_1)

$$W_2 = \frac{1}{8\pi} \int_v E_2^2 dv = \left. \frac{e_2^2}{2r_2} \right|_{r_0}^{\infty}. \quad (1.97)$$

И из энергии W_{12} и W_{21} взаимодействия электрического поля \mathbf{E}_1 первого заряда e_1 с электрическим полем \mathbf{E}_2 второго заряда e_2 и наоборот

$$W_{12} = \frac{1}{8\pi} \int_v (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2) dv = \frac{1}{8\pi} \int_v E_1 E_2 \cos \varphi dv, \quad (1.98)$$

$$W_{21} = \frac{1}{8\pi} \int_v (\mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{E}_1) dv = \frac{1}{8\pi} \int_v E_2 E_1 \cos \varphi dv. \quad (1.99)$$

Причем, записи (1.98), (1.99) следует понимать в том смысле, что энергия взаимодействия электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 в элементарном объеме $d\mathbf{v}$ пропорциональна скалярному произведению векторов электрического поля \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 в этом объеме от одного и другого заряда. Выражение для полной энергии W_0 (1.95) результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 можно записать теперь в виде

$$W_0 = W_1 + W_2 + (W_{12} + W_{21}). \quad (1.100)$$

Введем обозначение U для результирующей полной энергии взаимодействия электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 между собой (1.98), (1.99) в виде

$$U = W_{12} + W_{21} = \frac{2}{8\pi} \int_v \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \, d\mathbf{v}. \quad (1.101)$$

В этом случае для полной энергии результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 можно записать

$$W_0 = W_1 + W_2 + U. \quad (1.102)$$

Так как заряды e_1 и e_2 предполагаются точечными, то энергии W_1 и W_2 , согласно (1.96), (1.97), оказываются равными бесконечности. Для определения же величины энергии взаимодействия U электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 между собой, рассмотрим скалярное произведение векторов \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 в некоторой точке N (рис. 12). Для любого элементарного объема $d\mathbf{v}$ в пространстве около зарядов e_1 и e_2 можно записать

$$\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 = E_1 E_2 \cos \varphi. \quad (1.103)$$

С учетом (1.103) перепишем выражение (1.101) для энергии взаимодействия U электрических полей зарядов e_1 и e_2 в виде

$$U = \frac{2}{8\pi} \int_v E_1 E_2 \cos \varphi \, d\mathbf{v} = \frac{e_1 e_2}{4\pi} \int_v \frac{\cos \varphi \, d\mathbf{v}}{r_1^2 r_2^2}, \quad (1.104)$$

где φ – угол между радиусом-вектором \mathbf{r}_1 и радиусом-вектором \mathbf{r}_2 .

Так как для результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 ось симметрии совпадает с отрезком прямой r_{12} , соединяющей заряды e_1 и e_2 , то выбирая за начало отсчета точку, где расположен первый заряд e_1 , для элементарного объема $d\mathbf{v}$ можно записать

$$d\mathbf{v} = 2\pi r_1^2 \sin \gamma \, d\gamma \, dr_1. \quad (1.105)$$

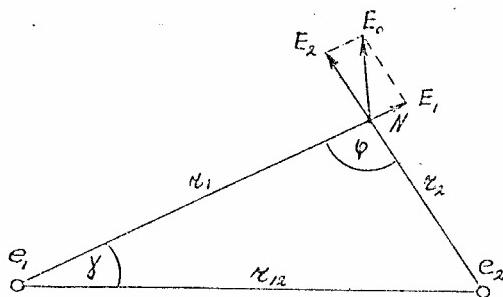


Рис. 12

Перепишем выражение (104) с учетом (105)

$$U = \frac{e_1 e_2}{2} \iint_{r_1 \gamma} \frac{\cos \varphi \sin \gamma d\gamma dr_1}{r_1^2}. \quad (1.106)$$

Принимая во внимание, что из треугольника со сторонами \$r_1\$, \$r_2\$ и \$r_{12}\$ (рис. 12) следуют тригонометрические равенства

$$r_2^2 = r_1^2 + r_{12}^2 - 2r_1 r_{12} \cos \gamma,$$

$$\cos \varphi = \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} = \sqrt{1 - \frac{r_{12}^2}{r_2^2} \sin^2 \gamma} = \frac{r_1 - r_{12} \cos \gamma}{\sqrt{r_1^2 + r_{12}^2 - 2r_1 r_{12} \cos \gamma}},$$

где для \$\sin \varphi\$ справедливо отношение

$$\frac{r_{12}}{\sin \varphi} = \frac{r_2}{\sin \gamma},$$

подынтегральное выражение (1.106) можно представить в виде

$$U = \frac{e_1 e_2}{2} \iint_{r_1 \gamma} \frac{(r_1 - r_{12} \cos \gamma) \sin \gamma d\gamma dr_1}{\left(\sqrt{r_1^2 + r_{12}^2 - 2r_1 r_{12} \cos \gamma} \right)^3}. \quad (1.107)$$

Производя подстановку \$\cos \gamma = t\$, \$\sin \gamma d\gamma = -dt\$ и интегрируя по углу \$\gamma\$ в пределах от \$\gamma = 0\$ до \$\gamma = \pi\$, будем иметь

$$U = -\frac{e_1 e_2}{2} \int_{r_1}^{\infty} \left[\frac{r_1}{r_1 r_{12} \sqrt{r_1^2 + r_{12}^2 - 2r_1 r_{12} \cos \gamma}} \right]_0^\pi + \frac{\sqrt{r_1^2 + r_{12}^2 - 2r_1 r_{12} \cos \gamma}}{2r_1 r_{12}} \Big|_0^\pi + \frac{r_1^2 + r_{12}^2}{2r_1^2 r_{12} \sqrt{r_1^2 + r_{12}^2 - 2r_1 r_{12} \cos \gamma}} \Big|_0^\pi dr_1. \quad (1.108)$$

или, после подстановки пределов интегрирования и преобразования подынтегрального выражения

$$U = e_1 e_2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2}. \quad (1.109)$$

Результат (1.109) оказался интересным в том отношении, что согласно (1.101) [5] для точечных зарядов e_1 и e_2 область интегрирования по r_1 должна быть взята в пределах от 0 до ∞ , так как при конечном расстоянии r_{12} между зарядами e_1 и e_2 в любой точке пространства около зарядов всегда соблюдается условие $E_1 \neq 0$ и $E_2 \neq 0$. Но в этом случае для энергии взаимодействия U между точечными зарядами e_1 и e_2 , расположенными на конечном расстоянии r_{12} друг от друга, в согласии с (1.109), мы получим бесконечное значение, что не соответствует ранее найденному значению энергии взаимодействия U (1.73) между двумя точечными зарядами, равной

$$U = \frac{e_1 e_2}{r_{12}}. \quad (1.110)$$

Более того, из (1.74) и (1.90) следует, что энергия взаимодействия U (1.110) между зарядами e_1 и e_2 остается неизменной даже в том случае, если один из зарядов, например заряд e_1 , предполагается не точечным, а распределенным по сфере радиуса $R_1 \leq r_{12}$, между тем как из (1.109) следует вывод о зависимости энергии взаимодействия U между зарядами e_1 и e_2 в этом случае от размеров заряда e_1 . Для случая $R_1 = r_{12}$, принимая во внимание, что электрическое поле E_1 внутри сферы радиуса $R_1 = r_{12}$ равно нулю, согласно (1.101), интеграл (1.109) в пределах от $r_1 = 0$ до $r_1 = r_{12}$ также будет равен нулю, так как будет равно нулю подынтегральное выражение. Следовательно, в этом единственном случае, для энергии взаимодействия U электрических полей зарядов e_1 и e_2 выражение (109) принимает вид

$$U = e_1 e_2 \int_{r_{12}}^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2} = -\frac{e_1 e_2}{r_{12}}, \quad (1.111)$$

что соответствует уже (1.110). Однако, если в (1.111) положить, что неточечным зарядом является не заряд e_1 , а заряд e_2 , то (ввиду того, что интегрирование проводится по переменной $r \rightarrow 0$) мы вновь приходим к бесконечным значениям для энергии взаимодействия U между двумя конечными по величине зарядами e_1 и e_2 , что не соответствует действительности. Таким образом, из сказанного выше можно сделать вывод, что если рассматривается взаимодействие двух зарядов e_1 и e_2 , находящихся на неизменном друг от друга расстоянии r_{12} , то, чтобы получить для энергии взаимодействия U этих зарядов соответствие с действительной энергией взаимодействия U (1.110), необходимо, вне зависимости от размеров зарядов r_{01} и r_{02} (при условии $r_{01} + r_{02} \leq r_{12}$), область интегрирования в (1.109) в любом случае ограничивать расстоянием r_{12} между рассматриваемыми зарядами, т.е.

$$U = e_1 e_2 \int_{r_{12}}^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2}. \quad (1.112)$$

Это соответствует тому, что если в (1.112) интегрирование проводить по переменной r_{12} (рис. 13), то взаимодействие между электрическими полями E_1 и E_2 необходимо принимать не равным нулю только в точках пространства вне объема сферы радиуса r_{12} , между тем как взаимодействие между неравными нулю электрическими полями E'_1 и E'_2 или E''_1 и E''_2 внутри сферы радиуса r_{12} , по непонятной, с физической точки зрения, причине, необходимо положить равным нулю. Ситуация оказывается еще более странной,

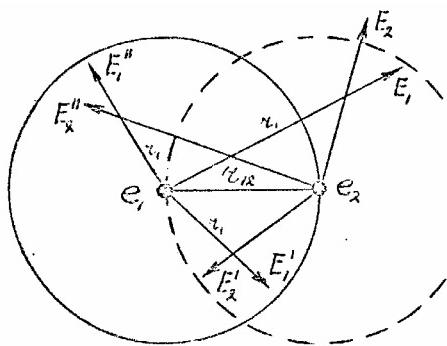


Рис. 13

если в (1.112) интегрирование проводить по переменной r_2 . В этом случае для некоторых точек пространства внутри сферы радиуса $R_2 = r_{12}$, в которых взаимодействие между электрическими полями E''_1 и E''_2 было положено равным нулю, необходимо допустить теперь существование такого взаимодействия. Как видно из рассмотренного, даже с чисто полевой точки зрения (1.12), (1.101) интерпретация энергии взаимодействия U между электрическими зарядами связана с серьезными затруднениями. Это соответствует тому, что интерпретация взаимодействия электрических зарядов e_1 и e_2 непосредственно через их электрические поля E_1 и E_2 без дополнительных допущений также оказывается невозможной.

5. Энергия электрического поля и энергия взаимодействия системы зарядов

Определим энергию электрического поля W_E и энергию взаимодействия U системы зарядов $\sum e_i$, заключенной в заданном объеме v_0 . Распределение зарядов e_i в объеме v_0 предполагаем известным. Электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ системы $\sum e_i$ точечных зарядов e_i найдется согласно (1.60) как

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\operatorname{grad} \varphi = \sum_i \frac{e_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3} = \sum_i \frac{e_i}{R_i^3} \mathbf{R}_i. \quad (1.113)$$

Из (1.113) видно, что напряженность электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ не равна нулю не только в точках наблюдения \mathbf{r} внутри объема v_0 , занимаемого системой зарядов $\sum e_i$, но и вне его. Так как внутри объема v_0 электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ не равно нулю, то следует ожидать, что на каждый выделенный заряд e_i системы $\sum e_i$ должна действовать не равная нулю электрическая сила $\delta\mathbf{F}_j$ от собственного электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ (1.113), определяемая как

$$\delta\mathbf{F}_j = \sum_{i,j} \frac{e_i e_j}{R_j^3} \mathbf{R}_j, \quad (i \neq j). \quad (1.114)$$

Если система электрических зарядов $\sum e_i$ состоит из зарядов одного знака, то на каждый заряд e_i системы будет действовать сила $\delta\mathbf{F}_j$ (1.114) расталкивания, которая должна компенсироваться соответствующей силой реакции $\delta\mathbf{F}'_j$, удерживающей систему зарядов $\sum e_i$ в заданном объеме. Ввиду того, что между всеми зарядами e_i системы $\sum e_i$, заключенной в объеме v_0 , действуют не равные нулю силы расталкивания $\delta\mathbf{F}_j$ (1.114), вся система электрических зарядов в объеме v_0 должна иметь определенную не равную нулю собственную внутреннюю потенциальную энергию взаимодействия W_b . Потенциальная энергия взаимодействия W_b системы зарядов $\sum e_i$ в объеме v_0 будет равна, очевидно, той работе A , которую могут свершить внутренние силы

расталкивания между зарядами, если силы реакции, удерживающие их в объеме v_0 , положить равными нулю. Полная внутренняя потенциальная энергия взаимодействия $W_{\text{вз}}$ системы зарядов $\sum e_i$, заключенной в объеме v , с учетом (1.73), определится формулой [1, 2, 5]

$$A = W_{\text{вз}} = \frac{1}{2} \sum_i \sum_k \frac{e_i e_k}{r_{ik}}, \quad (i \neq k), \quad (1.115)$$

где r_{ik} – расстояние между зарядами e_i и e_k в объеме v_0 . Выражение (1.115) для полной внутренней энергии взаимодействия системы зарядов $\sum e_i$ может быть представлено еще в виде

$$W_{\text{вз}} = \frac{1}{2} \sum_i e_i \varphi^i, \quad (1.116)$$

где φ^i – потенциал от всех зарядов системы, кроме i -го, в точке нахождения последнего.

Таким образом, из выражений (1.115), (1.116), казалось бы, следует, что система зарядов $\sum e_i$, заключенная в объеме v_0 , имеет внутреннюю потенциальную энергию взаимодействия $W_{\text{вз}}$ зарядов, которая также заключена в рассматриваемом замкнутом объеме v_0 , между тем как в пространстве вне рассматриваемого объема v_0 , где электрические заряды отсутствуют, согласно указанным соотношениям (1.115), (1.116), энергия взаимодействия зарядов также отсутствует. Однако, в действительности, данный, на первый взгляд, тривиальный вывод, как было рассмотрено уже выше для случая системы из 2-х зарядов, не совсем верно отражает природу энергии взаимодействия $W_{\text{вз}}$ системы зарядов $\sum e_i$ в объеме v_0 . В частности, принимая во внимание, что в пространстве вне объема v_0 электрическое поле \mathbf{E}_0 от системы зарядов $\sum e_i$ не равно нулю и определяется суммой (1.4), т.е.

$$\mathbf{E}_0 = \sum_i \mathbf{E}_i, \quad (1.117)$$

и учитывая, что с электрическим полем \mathbf{E}_0 связана энергия

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int_v E_0^2 dv, \quad (1.118)$$

то энергия взаимодействия $W_{\text{вз}}$ между электрическими полями \mathbf{E}_i системы зарядов $\sum e_i$ оказывается не равной нулю и в пространстве вне объема v_0 . С учетом (1.117), перепишем (1.118) в виде

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int_v \left(\sum_i^n \mathbf{E}_i \right)^2 dv =$$

$$= \frac{1}{8\pi} \int_v (E_1^2 + E_2^2 + \dots + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 + 2\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_3 + \dots + E_n^2) dv, \quad (1.119)$$

откуда следует, что полная энергия W_0 результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 системы зарядов $\sum e_i$ представляет собой, аналогично (1.96), (1.97), (1.98), (1.99), сумму энергий электрических полей W_{E_i} отдельно каждого из зарядов e_i

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_v \sum_i E_i^2 dv \quad (1.120)$$

и сумму энергий взаимодействий $W_{\text{вз}}$ электрических полей \mathbf{E}_i и \mathbf{E}_j ($i \neq j$) между собой

$$W_{\text{вз}} = \frac{1}{8\pi} \int_v \sum_{i,j} \mathbf{E}_i \mathbf{E}_j dv \quad (i \neq j). \quad (1.121)$$

В (1.120) область интегрирования берется от размеров объема δv_i заряда e_i до бесконечности, между тем как в (1.121), принимая во внимание определенные выше ограничения (1.112) на нижний предел, область интегрирования берется от объема Δv сферы радиуса r_{ik} , где r_{ik} – расстояние между зарядами e_i и e_k , до бесконечности, т.е.

$$W_{\text{вз}} = \frac{1}{8\pi} \int_{\Delta v}^{\infty} \sum_{i,j} \mathbf{E}_i \mathbf{E}_j dv \quad (i \neq j). \quad (1.122)$$

В последнем случае выражение (1.122) для энергии взаимодействия между всеми электрическими полями E_i и E_j системы зарядов $\sum e_i$ оказывается тождественным выражениям (1.115), (1.116) для энергии взаимодействия зарядов e_i и e_k системы $\sum e_i$ между собой. Так как допустить существование двух энергий взаимодействий $W_{\text{вз}}$ (1.115) и $W_{\text{вз}}$ (1.122) у системы зарядов $\sum e_i$ одновременно невозможно, и в то же время невозможно игнорировать реальности существования электрического поля \mathbf{E}_0 вне объема v_0 системы зарядов $\sum e_i$, то при определении энергии взаимодействия $W_{\text{вз}}$ системы зарядов $\sum e_i$ следует отдать предпочтение выражению (1.122), которое, с физической точки зрения, более достоверно отражает область локализации энергии взаимодействия. Выражения же (1.115), (1.116) следует рассматривать как формальные соотношения, имеющие ограниченную применимость.

Рассмотрим используемый в литературе [1,2,5] переход от формулы (1.115) к (1.118). Переходя от дискретного распределения зарядов в объеме v_0 к непрерывному, выражение (1.116) можно переписать, казалось бы, в эквивалентном виде

$$W'_{\text{вз}} = \frac{1}{2} \int_{v_i} \rho(\mathbf{r}) \varphi d\mathbf{v} = \frac{1}{2} \int_{v_0} \int_{v_0} \frac{\rho(\mathbf{r}) \rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{v}' . \quad (1.123)$$

Какущаяся эквивалентность (1.115), (1.116) и (1.123) легко устанавливается использованием формального соотношения вида [2]

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_i e_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') , \quad (1.124)$$

подстановка которого в (1.123) сразу же дает

$$W'_{\text{вз}} = \frac{1}{2} \sum_i e_i \int \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \varphi d\mathbf{v}_i = \frac{1}{2} \sum_i e_i \varphi^i . \quad (1.125)$$

Однако, в противоположность (1.118), область интегрирования в (1.123) принимается равной v_0 , а не бесконечности, так как вне объема v_0 интеграл (1.123) обращается в нуль ввиду того, что вне объема v_0 плотность заряда $\rho(\mathbf{r}) = 0$. Таким образом, эквивалентность (1.115) и (1.118) оказывается, вроде бы, установленной, но, тем не менее, несмотря на то, что выражение (1.123) получено, казалось бы, последовательным переходом от (1.115) к (1.118), эквивалентности между энергиями $W_{\text{вз}}$ (1.115) и (1.123) уже не существует. Обусловлено это, прежде всего, тем, что потенциал φ^i в произвольной точке от системы дискретных зарядов $\sum e_i$ вообще-то не эквивалентен потенциалу φ при непрерывном распределении этих же зарядов e_i в объеме v_0 . Кроме того, сам по себе процесс непрерывного распределения зарядов e_i по элементарному объему $d\mathbf{v}_i$ из первоначального дискретного, вообще-то, должен быть связан еще и с выделением энергии электрического поля, которая, при вышеприведенном переходе от (1.115), (1.116) к (1.123), просто исключается из рассмотрения. Чтобы показать это, воспользуемся уравнением (1.48)

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \operatorname{div} \mathbf{E}_0 \quad (1.126)$$

и преобразуем (1.123) к виду

$$W'_{\text{вз}} = \frac{1}{8\pi} \int_{v_0} \varphi \operatorname{div} \mathbf{E}_0 d\mathbf{v} . \quad (1.127)$$

Так как

$$\operatorname{div} (\varphi \mathbf{E}) = \mathbf{E} \operatorname{grad} \varphi + \varphi \operatorname{div} \mathbf{E} \quad (1.128)$$

или

$$\varphi \operatorname{div} \mathbf{E} = \operatorname{div} (\varphi \mathbf{E}) - \mathbf{E} \operatorname{grad} \varphi , \quad (1.129)$$

то для выражения (1.123), аналогично [1, 2], можно записать

$$W'_{\text{в3}} = \frac{1}{8\pi} \left[\int_{V_0} \operatorname{div}(\varphi \mathbf{E}_0) dv - \int_{V_0} \mathbf{E}_0 \operatorname{grad} \varphi dv \right]. \quad (1.130)$$

Принимая во внимание (1.52), второй интеграл можно представить в виде

$$-\int_{V_0} \mathbf{E}_0 \operatorname{grad} \varphi dv = \int_{V_0} (\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_0) dv = \int_{V_0} E_0^2 dv. \quad (1.131)$$

Первый интеграл преобразуется согласно теореме Остроградского – Гаусса

$$\int_{V_0} \operatorname{div}(\varphi \mathbf{E}_0) dv = \oint_{S_0} \varphi dv \mathbf{E}_0 d\mathbf{S}, \quad (1.132)$$

где S_0 – поверхность, ограничивающая объем V_0 . Подставляя (1.131), (1.132) в (1.130), будем иметь

$$W'_{\text{в3}} = \frac{1}{8\pi} \int_{V_0} E_0^2 dv + \oint_{S_0} \varphi \mathbf{E}_0 d\mathbf{S} = W'_{\text{в31}} + W'_{\text{в32}}. \quad (1.133)$$

В случае конечного размера объема V_0 как первый, так и второй интеграл (1.133) не равны нулю. Для оценки выражения (1.133), рассмотрим систему зарядов $\sum e_i$, равномерно распределенную в сферическом объеме V_0 радиуса R_0 с объемной плотностью ρ_0 . Полагая напряженность электрического поля E_0 внутри объема V_0 равной

$$E_0 = \frac{4}{3}\pi r \rho_0 \quad (1.134)$$

и, соответственно, потенциал φ на сферической поверхности S_0 радиуса R_0 равным

$$\varphi = \frac{4}{3}\pi R_0^2 \rho_0, \quad (1.135)$$

для энергии $W'_{\text{в3}}$ (1.133) можно найти

$$W'_{\text{в3}} = \frac{8\pi^2 \rho_0^2}{9} \int_0^{R_0} r^4 dr + \frac{2\pi \rho_0^2 R_0^3}{9} \oint_{S_0} dS = \frac{8}{45}\pi^2 \rho_0^2 R_0^5 + \frac{8}{9}\pi^2 \rho_0^2 R_0^5. \quad (1.136)$$

Принимая во внимание, что

$$\frac{4}{3}\pi R_0^3 \rho_0 = \sum_i e_i = Q_0, \quad (1.137)$$

для (1.136) окончательно можно записать

$$W'_{\text{в3}} = W'_{\text{в31}} + W'_{\text{в32}} = \frac{1}{10} \frac{Q_0^2}{R_0} + \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{R_0}. \quad (1.138)$$

Из (1.133) и (1.138) видно, что второй член энергии $W_{\text{вз}}$ – энергия $W'_{\text{вз}2}$, равная

$$W'_{\text{вз}2} = \frac{1}{8\pi} \oint_{S_0} \varphi \mathbf{E}_0 \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{R_0}, \quad (1.139)$$

по величине представляет собой ни что иное, как энергию внешнего электрического поля E_0 системы зарядов $\sum e_i$, локализованного вне объема v_0 , т.е.

$$W_{E_0} = \frac{1}{8\pi} \int_{v_0}^{\infty} E_0^2 dv = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{R_0}, \quad (1.140)$$

а не энергию взаимодействия $W_{\text{вз}}$ (1.115), (1.116). Да и другой член $W'_{\text{вз}1}$ выражения (1.138), согласно (1.133), представляет собой, опять же, энергию электрического поля E_0 , локализованного уже внутри объема v_0 , т.е.

$$W'_{\text{вз}1} = \frac{1}{8\pi} \int_{v_0}^{\infty} E_0^2 dv = \frac{1}{10} \frac{Q_0^2}{R_0}. \quad (1.141)$$

Таким образом, полученное переходом от (1.115) к (1.133) выражение для энергии “взаимодействия” $W'_{\text{вз}}$ (1.138) представляет собой уже не энергию взаимодействия $W_{\text{вз}}$ (1.115), (1.116), а, казалось бы, энергию результирующего электрического поля E_0 системы зарядов $\sum e_i$, локализованную как вне, так и внутри объема v_0 . Однако сопоставление энергии $W'_{\text{вз}}$ (1.133), (1.138) с энергией W_0 (1.118) результирующего электрического поля E_0 системы зарядов $\sum e_i$

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} \sum_i E_i^2 dv + \frac{1}{8\pi} \int_{\Delta v}^{\infty} \sum_{i,j} \mathbf{E}_i \mathbf{E}_j \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{2N} \frac{Q_0^2}{r_0} + W_{\text{вз}} \quad (1.142)$$

обнаруживает, что выражения (1.133), (1.138) не отражают собой и энергии результирующего электрического поля E_0 системы зарядов $\sum e_i$. Только лишь в частном случае, когда все заряды системы $\sum e_i$ равномерно распределены на поверхности сферического объема v_0 радиуса R_0 , для энергии взаимодействия $W_{\text{вз}}$ (1.115) и энергии $W'_{\text{вз}}$ (1.133) можно записать

$$W_{\text{вз}} = \frac{1}{2} \sum_i e_i \varphi^i = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{R_0}, \quad (1.143)$$

$$W'_{\text{вз}} = \frac{1}{8\pi} \oint_{S_0} \varphi \mathbf{E}_0 \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{R_0} \quad (1.144)$$

(первый интеграл в (1.133) равен нулю, так как внутри объема v электрическое поле $\mathbf{E} = 0$). Откуда следует формальная запись

$$W_{\text{вз}} = W'_{\text{вз}}. \quad (1.145)$$

Однако в этом случае энергия $W_{\text{вз}}$ (1.143) оказывается равной уже и энергии W_0 (1.118) результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 системы зарядов

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int_{v_0}^{\infty} E_0^2 dv = \frac{1}{2} \frac{Q_0^2}{R_0}. \quad (1.146)$$

В работе [5] при переходе от (1.115), (1.116) к (1.118) в выражении (1.133), с математической точки зрения, необоснованно предлагается область интегрирования распространить на все пространство вне объема v , т.е. интегрирование проводить по “полному полю”, когда область интегрирования v охватывает как все взаимодействующие заряды, так и все электрическое поле этих зарядов. При интегрировании по “полному полю” выражение (1.133) сводится к простейшему виду

$$W'_{\text{вз}} = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} E_0^2 dv, \quad (1.147)$$

так как второй интеграл при интегрировании по поверхности S бесконечно-го объема v обращается в нуль. Однако, следует отметить, что выражение (1.147), аналогично как и (1.118), в данном случае уже явно не эквивалентно (1.115), (1.116) [5], так как представляет собой уже полную энергию системы зарядов $\sum e_i$, т.е. как энергии взаимодействия $W_{\text{вз}}$ (1.121), так и энергию W_E (1.120) собственного электрического поля зарядов системы $\sum e_i$. Из со-поставления и анализа (1.115), (1.133) и (1.147) можно заключить, что ис-пользуемый в литературе [1,2,5] формальный по своему существу переход от непрерывного распределения зарядов в объеме v_0 к дискретному и обратно, отражает собой формальную сущность примененного математического метода и абстрактную сущность свойства δ -функции. Формальная сущность перехода между физически не эквивалентными выражениями (1.115) и (1.147) проявляется еще в том, что выражение (1.147), аналогично как и (1.118), для полной энергии электрического поля системы зарядов $\sum e_i$, ко-торое может быть записано еще в виде (1.119), т.е.

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} E_0^2 dv = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} \sum_i E_i^2 dv + \frac{1}{8\pi} \int_{\Delta v}^{\infty} \sum_{i,j} \mathbf{E}_i \mathbf{E}_j dv \quad (i \neq j), \quad (1.148)$$

вообще-то, не отражает собой и действительной полной энергии электриче- ского поля W_0 (1.142), если не ввести еще дополнительных условий на огра-ничение нижнего предела интегрирования во втором интеграле, как это сде-

лано в (1.122). Следует отметить еще, что при переходе от характеристик заряда в (1.115) к характеристикам поля (1.133) с помощью ряда формальных по своему существу математических операций (1.123) – (1.132), существенно меняется и физическая сущность выражений [5]. Например, если в (1.123) интеграл по всему пространству вне объема v_0 был равен нулю, то в полученном из него же выражении (1.133) интеграл по всему пространству вне объема v_0 уже не равен нулю

$$W' = \frac{1}{8\pi} \int_{v_0}^{\infty} E_0^2 dv \neq 0. \quad (1.149)$$

6. ВЫВОДЫ

1. Обнаруживаемая ограниченность методов классической электродинамики применительно к элементарным заряженным частицам является следствием введения в электростатику (и электродинамику) абстрактных по своему существу представлений о точечной структуре элементарных зарядов и не ограничивает действительной применимости этих методов к любым реальным элементарным зарядам конечных размеров.

2. Энергия статического электрического поля элементарного заряда электрона сосредоточена в пространстве вне объема заряда электрона и равна внутренней электродинамической энергии электрона. Совместное существование этих двух видов энергий обусловливает устойчивость структуры электрона.

3. Представление о простейшей сферической структуре электрона оказывается вполне удовлетворительным для электростатического (и электродинамического) описания электрона как элементарной заряженной частицы.

4. Ввиду применимости к электрическим полям принципа суперпозиции, электрические поля \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 от разных зарядов друг с другом не взаимодействуют, а только суммируются, т.е. вектора \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 при суммировании не изменяются ни по величине, ни по направлению. Однако, тем не менее, энергия взаимодействия $W_{вз}$ между полями \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 не равна нулю, что свидетельствует о существовании еще какого-то физического параметра электрического поля, который изменяется от действия одного и другого электрического поля.

5. Электрическое поле от системы дискретных зарядов $\sum e_i$ ни количественно и ни качественно не сводится к эквивалентному электрическому полю этих же зарядов e_i при их непрерывном распределении. Электриче-

ские поля при дискретном и непрерывном распределении зарядов являются полями, физически не эквивалентными.

6. Взаимодействие точечного заряда e_1 , помещенного внутри заряженной сферы, с зарядом e_2 данной сферы возможно только посредством электрических полей этих зарядов, локализованных в пространстве вне объема заряженной сферы.

7. Известное выражение для энергии W_E электрического поля \mathbf{E} в виде

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} E^2 dv$$

применимо только для одиночных конечных по размеру зарядов сферической формы. Применимость данного выражения для определения энергии W_0 результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 системы зарядов недопустима

$$W_0 \neq \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} E_0^2 dv.$$

8. Величина энергии взаимодействия $W_{\text{вз}}$ электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 зарядов e_1 и e_2 , определяемая известной функциональной зависимостью вида

$$W'_{\text{вз}} = \frac{2}{8\pi} \int_v^{\infty} \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 dv,$$

соответствует действительной энергии взаимодействия $W_{\text{вз}}$ их только при дополнительном условии, если нижний предел интегрирования будет равен объему Δv сферы радиуса r_{12} , где r_{12} – расстояние между зарядами.

9. Удовлетворительной физической интерпретации закономерности для энергии W_E электрического поля \mathbf{E} одиночного заряда e

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} E^2 dv$$

до настоящего времени в физике не найдено.

10. Удовлетворительной физической интерпретации закономерности для энергии взаимодействия $W_{\text{вз}}$ электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2

$$W_{\text{вз}} = \frac{2}{8\pi} \int_{\Delta v}^{\infty} \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 dv$$

с учетом ограничений на нижний предел интегрирования Δv , найти не удастся.

11. Используемый в литературе переход от дискретного распределения заряда к непрерывному и обратно формален по своему существу и не отражает действительной физики перехода.

12. Имеющиеся трудности в электростатике пустого пространства свидетельствуют собой о неудовлетворительности современных представлений как о самом электрическом заряде, так и его электрическом поле.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля.– М.: ГИФМЛ, 1973. – 120 с.
2. Левич В.Г. Курс теоретической физики, т.1. – М.: ГИФМЛ, 1969. – 73.
3. Беллюстин С.В. Классическая электронная теория. – М.: Высшая школа, 1971. – 115 с.
4. Френкель Я.И. Электродинамика, т. 1. – Л-М.: Гос. тех. тер. изд., 1934.
5. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: ГИФМЛ, 1976. – 76-83.
6. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1962. – С. 196.
7. Зильберман Г.Е. Электричество и магнетизм. – М.: Наука, 1970. – 146.
8. Николаев Г.В. "Законы механики и электродинамики околоземного пространства", Кн.1, с. 541 - Гос. регистрация N77007254, Б324555 от V.1974 г.
9. Савельев И.В. Основы теоретической физики, т. 1. – М.: ФМЛ, 1975.
10. Компанеец А.С. Теоретическая физика. – М.: ТТЛ, 1957.
11. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, т. 5. М.: Мир, 1977. – С. 168.
12. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: ГИФМЛ, 1968. – С. 348, 356.
13. Франкфурт У.И. Специальная и общая теория относительности. – М.: Наука, 1968.

Глава 2. Физический вакуум реального пространства

1. Развитие представления о материальности реального пространства

В первой части настоящей книги были выявлены некоторые спорные проблемы классической электростатики “пустого” пространства. Еще больше подобного рода проблем возникает при рассмотрении ряда явлений классической электродинамики, если исходить из общепринятых представлений о существовании электрического поля как некой самостоятельной физической субстанции и применимости к электромагнитным явлениям принципа дальнодействия. Следует отметить, однако, что на начальном этапе развития представлений об электричестве все реальное пространство мыслилось заполненным универсальной мировой средой – эфиром. На смену первоначальной теории дальнодействия Ньютона (мгновенного распространения сил взаимодействия на расстояние), Гюйгенсом была предложена теория, объясняющая механизм передачи действия от одних тел на другие через промежуточную среду – эфир, причем скорость передачи действия этих сил предполагалась ограниченной. Эта теория получила название теории близкодействия. Теория близкодействия Гюйгенса нашла свое дальнейшее развитие в работах Френеля и получила довольно широкое распространение. Теории эфира придерживался в свое время Фарадей, рассматривая его в качестве материального носителя электромагнитных волн. Благодаря признанию теории эфира и на ее основе во второй половине XIX века Максвеллом была создана стройная теория электромагнитных явлений, были найдены известные уравнения Максвелла, выражющие общие законы явлений электромагнетизма. Согласно теории близкодействия Максвелла, передача действия от одной точки поля к другой совершается посредством упругих натяжений в эфире, распространяющихся с некоторой конечной скоростью.

Первоначально эфир представлялся как чисто механическая среда, подобная упругому телу. Распространение световых волн в таком эфире уподоблялось распространению звука в упругой среде, а напряженность электрического и магнитного полей отождествлялась с механическими напряженностями в эфире. Гипотеза механического эфира встретилась с большими трудностями. В частности, поперечный характер колебаний в световых волнах требовал от эфира свойств абсолютно твердого тела, что находилось

в прямом противоречии с отсутствием сопротивления движению в эфире небесных тел. С развитием электромагнитной теории света “механический” эфир был заменен эфиром “электромагнитным”, свойства которого определялись уравнениями Максвелла. Этот эфир для одних (Максвелл, Лоренц) представлялся средой, заполняющей все мировое пространство, и движение относительно этого эфира мыслилось как “абсолютное” движение относительно гипотетического неподвижного мирового эфира. Для других (Герц, Стокс, Планк) эфир представлялся средой, полностью увлекаемой Землей и другими небесными телами при их движении относительно покоящегося мирового эфира.

Представление об электромагнитной среде стало причиной постановки целого ряда новых экспериментов, определивших дальнейшую судьбу эфира. В обстановке выявившихся противоречий гипотез абсолютно покоящегося, частично увлекаемого и полностью увлекаемого эфира с опытными данными, А. Эйнштейн предлагает отказаться от существования какого-бы то ни было эфира. Состояние физики того времени он характеризовал следующим образом, что “... в истории науки возникло одно из самых драматических положений. Все предположения относительно поведения эфира ни к чему не приводили... После стольких неудач наступил момент, когда следовало совершенно забыть об эфире и постараться никогда не упоминать о нем” [1]. Цельность предлагаемой А. Эйнштейном теории и ее формальная логическая завершенность обусловили и ее подкупающую красоту. Однако, “...в действительности драматическое положение в физике сохранилось и до наших дней и именно потому, что приняли рекомендацию А. Эйнштейна “совершенно забыть об эфире и никогда не упоминать о нем”. Именно с этого момента теория физических явлений принуждена была развиваться в сторону неумеренных математических абстракций, многие явления стали казаться ей “странными” и “загадочными”, и чем дальше, тем больше в этой теории стали накапливаться нерешенные проблемы” [2].

В настоящее время все большее и большее количество физиков, под давлением фактов, вынуждены вновь вставать на точку зрения существования универсальной мировой среды. Современное представление о существовании мировой среды у многих авторов находит свое отражение в их представлениях о “вакууме”, “физическом вакууме”, “электронно-позитронном вакууме, материальной среде физического пространства”, “физическому поле” и т.д. Конечно, с современной точки зрения, между старым “эфиром” и новыми его модификациями формально предполагаются некоторые отличия. Отличия эти заключаются, прежде всего, в том, что “вакуум” или “физический вакуум” и т.д. умышленно четко не определяется пока как вполне определенная материальная среда реального пространства,

которой присуще основное свойство любой материальной среды быть физической системой отсчета для ряда явлений. Например, согласно [3], “... мы можем представить себе мир пронизанным излучением, которое не только устанавливает материальную связь между всеми телами, но образует своеобразный электромагнитный фон...”, что “электромагнитное излучение представляет своего рода универсальную среду, в которой движутся тела”. Анализируя различные точки зрения на свойства реального пространства, Д.И. Блохинцев, в частности, отмечал [4]: “... то, что в физике считали пустотой, на самом деле является некоторой средой. Назовем ли мы ее по ста-ринному “эфиром” или же более современным словом “вакуум”, от этого суть дела не меняется...”. “В их сознании названная среда почему-то ассоциируется с прежними представлениями о некоторой грубой механической субстанции. Они полагают, что перестройка теории микроявлений на базе существования мировой среды уничтожит или, по крайней мере, уменьшит те положительные выводы и предсказания, которые были сделаны, исходя из теории А. Эйнштейна” [5]. И далее, в этой же работе [5] имеем “... следует отметить, что многих исследователей тревожит возвращение к “пройденному этапу”, т.е. к признанию большой роли мировой среды в соответствующих микроявлениях... В действительности, наука не пострадает от того, что будет, наконец, восстановлена истина. Наоборот, вместе с дальнейшим развитием наших знаний, несомненно, удастся выяснить и ту причину, которая содействовала успеху теории А. Эйнштейна (несмотря на ее основной ошибочный тезис)... Можно иметь уверенность, что должный учет мировой среды в протекании соответствующих микропроцессов поможет ликвидировать такие маловероятные особенности “новой физики”, какими являются, например, “частица – волна”, “электрон – точка”, распространение света в “вакууме” как предельная скорость природы и пр. С другой стороны, перед теорией должны открыться и такие возможности (принимая во внимание взаимодействие среды с движущимися в ней частицами), как физическое истолкование зависимости массы от скорости, объяснение взаимосвязи энергии и массы, построение классификации элементарных частиц на новой основе и пр.”

Кембриджский ученый Ф. Хэйл по поводу протонной смерти Вселенной решительно отвергает возможность “творения из ничего” и утверждает, что “речь идет, по всей вероятности, о не изученном еще материальном поле, из лона которого в межзвездном пространстве происходит отпочковывание протонов” [6]. Роль мировой среды в развитии физики у многих ученых занимает ведущее значение, “... если пересмотреть вопрос, то теперь могут быть выдвинуты солидные соображения в пользу постулирования эфира” [7]. Юкава и Гейзенберг на Женевской международной конференции в 1956

г. отмечали, что “... теория относительности Эйнштейна ... уже не объясняет всех проблем, связанных с элементарными частицами, и что нужно искать дальнейших путей...”. И далее, акцентируя внимание на исключительной важности проблемы смены существующей парадигмы, автор отмечает, что “... необходим значительно более радикальный пересмотр теории относительности и квантовой теории, причем надо будет не кое-как приспособить нынешние теории, принимая в их основе предположения, а коренным образом пересмотреть их логическую и философскую базу...” [8]. Имеется и много других высказываний советских и зарубежных физиков о трудностях в современной физике и необходимости признания реальности существования материальной среды физического пространства. Имеется большое количество критических работ, авторы которых не согласны с теми или иными исходными концепциями теории “пустого” пространства А. Эйнштейна [2, 8, 10] и устанавливают существенную ограниченность этой теории применительно конкретно к реальному околоземному пространству гравитационного поля и физического вакуума [11–16]. Относительно же многочисленных так называемых “экспериментальных” фактов, якобы подтверждающих абстрагированную теорию относительности пустого пространства А. Эйнштейна, уместно вспомнить высказывание советского физика И.В. Кузнецова, которое довольно полно характеризует здравые рассуждения физика-материалиста: “Когда говорят об экспериментальном подтверждении теории относительности, то физик-материалист имеет в виду совсем не то, что хотят представить Эйнштейн и эйнштейнианцы. Возьмем, например, известный факт изменения времени распада движущегося мезона по сравнению с временем распада покоящегося мезона. Для Эйнштейна дело заключается в том, что наблюдатель “отнес” мезон к другой системе координат, в зависимости от этого и вследствие этого и произошло изменение скорости распада мезона.

Физик-материалист понимает этот факт совсем по-иному. Время распада мезона стало иным потому, что движущийся мезон – это мезон, существующий в других условиях, в других связях и отношениях к окружающим его материальным телам. Поэтому у него и другая ритмика процессов, поэтому и время распада у него другое” [17].

Основными доводами сторонников пустого пространства Эйнштейна против реальности существования любой физической среды, основанными только на теоретических предпосылках, являются допущения, что как законы механики, так и законы электродинамики и оптики должны оставаться неизменными в любых движущихся относительно друг друга инерциальных системах отсчета. Другими словами, справедливость принципа относительности в теории А. Эйнштейна постулировалась, вообще-то, применительно

для вполне определенного абстрагированного пустого пространства и для инерциальных систем в таком пространстве, однако выводы абстрактной теории неправомерно стали распространять, почему-то, на явления конкретно в реальном околоземном пространстве гравитационного поля и физического вакуума, свойства которого существенно отличны как от свойств пустого инвариантного пространства специальной теории относительности, так и от свойств общековариантного пространства общей теории относительности [15]. При этом, следует отметить, что несмотря на довольно широкое распространение методов теории относительности пустого пространства в различных областях науки и техники, вплоть до настоящего времени в физике не было еще поставлено ни одного прямого эксперимента по проверке применимости принципа относительности конкретно в условиях реального околоземного пространства [12]. Более того, анализ многочисленных косвенных экспериментальных фактов [11–15], полученных в условиях реального околоземного пространства, вполне однозначно свидетельствует уже в пользу того, что в условиях околоземного пространства и на поверхности массивного гравитирующего тела Земли принцип относительности к механическим, оптическим и электродинамическим явлениям оказывается вообще неприменимым. Накопленные многочисленные экспериментальные и теоретические факты все более и более убеждают в том, что свойства “физического вакуума” реального пространства вполне соответствуют свойствам определенной материальной среды. В настоящее время приобретает уже значительный интерес изучение общих свойств “физического вакуума” как реальной материальной среды. Изучению отдельных свойств “физического вакуума” (поляризуемости, дисперсии, квантуемости и т.д.) посвящено значительное количество работ как у нас, так и за рубежом [18–22]. В свою очередь, ограниченность современных представлений об электрическом поле в абстрагированном “пустом” пространстве неминуемо приводит к появлению в физике ряда проблем, связанных с вопросами передачи взаимодействия через пустоту на расстояние, природой взаимодействия электрических полей между собой, природой энергии электрического поля и локализации этой энергии в окружающем пространстве и т.д. Все это свидетельствует в пользу того, что дальнейшие исследования общих свойств “физического вакуума” реального околоземного пространства являются вполне закономерными и крайне необходимыми.

2. Вакуумная среда как физическая система отсчета

Допущение существования вакуумной среды, как вполне определенной реальной материальной среды, сразу же вынуждает допустить существование в такой среде и определенной выделенной системы отсчета, относительно которой законы механики, электродинамики и оптики должны иметь наипростейший вид. Даже не вдаваясь в подробности структурного строения вакуумной среды - дискретного или непрерывного, а также вне зависимости от характера движения дискретных частиц вакуумной среды – упорядоченного или хаотического, с допущением существования в реальном пространстве преимущественной системы отсчета для ряда физических явлений, сразу же выявляется необходимость какой-либо однозначной интерпретации различных проблем классической электродинамики, связанных с экспериментальным обнаружением данной выделенной системы в конкретных условиях на поверхности Земли. Не останавливаясь подробно на различных трудностях, с которыми встретились в свое время теории неподвижного, частично увлекаемого и полностью увлекаемого эфира при интерпретации ряда известных экспериментальных фактов, определим состояние преимущественной системы отсчета, связанной со средой физического вакуума околоземного пространства, основываясь на результатах последних точнейших экспериментальных данных. Основываясь на анализе и сопоставлении многочисленных известных экспериментальных и теоретических фактов из области оптики и электродинамики околоземного пространства [11–16], с определенной достоверностью можно уже утверждать:

1) в условиях неподвижной лабораторной системы отсчета, связанной с поверхностью массивного гравитирующего тела Земли, преимущественная система отсчета в вакуумной среде околоземного пространства остается в состоянии покоя относительно поверхности тела Земли. Скорость света c_0 во всех направлениях относительно поверхности Земли в вакуумной среде, в первом приближении, является величиной постоянной

$$c_0 = \text{const} \quad (2.1)$$

и не зависящей ни от суточного, ни от орбитального и ни от галактического движения Земли (результаты отрицательных опытов типа Майкельсона [23–25]). Исключения могут составлять только разного рода аномальные вариации и более тонкие глобальные динамические процессы взаимодействия среды физического вакуума с удаленными движущимися гравитирующими телами;

2) скорость света c в любой произвольно движущейся (в том числе вращающейся) относительно поверхности Земли системе отсчета (т.е. движущейся относительно преимущественной системы отсчета), в первом приближении v/c , асимметрична по направлению движения и против и равна

$$c = c_0 \pm v \quad (2.2)$$

(положительные результаты опытов типа Саньяка [26–28]);

3) траектория луча света на поверхности вращающейся Земли не остается прямолинейной из-за наличия в увлекаемой поверхностью Земли вакуумной среде определенного градиента скоростей на разных ее широтах и высотах (положительные результаты опытов типа Майкельсона – Геля [29]);

4) скорость света c' в любой реальной оптически прозрачной среде, покоящейся относительно поверхности Земли (покоящейся в преимущественной системе отсчета), равна

$$c' = \frac{c_0}{n}. \quad (2.3)$$

Уменьшение скорости света в оптически прозрачной среде обусловлено явлением переизлучения света частицами среды. Скорость света относительно поверхности Земли в пространстве между частицами среды является величиной постоянной и равной c_0 (2.1);

5) скорость света в любой реальной оптически прозрачной среде, движущейся со скоростью v относительно поверхности Земли, по направлению движения и против является величиной асимметричной и равной

$$c'' = \frac{c_0}{n} \pm v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right). \quad (2.4)$$

Явление частичного увлечения света обусловлено эффектом переизлучения света частицами движущейся оптически прозрачной среды. Скорость света относительно поверхности Земли в пространстве между движущимися частицами среды является величиной постоянной и равной c_0 (1) (опыты Физо по частичному увлечению света [30, 31]);

6) так как преимущественная система отсчета для света в условиях околоземного пространства практически полностью увлекается массивным гравитирующими телом Земли (аналогичными свойствами обладают, очевидно, и любые другие массивные гравитирующие тела), то необходимо допустить, что среда физического вакуума обладает определенными гравитационными свойствами и притягивается массивными гравитирующими телами;

7) в любых локальных областях реального пространства в среде физического вакуума применимость принципа относительности недопустима, так как законы механики, электродинамики и оптики не остаются неизмен-

ными в покоящейся и в движущейся в данной локальной области системе отсчета;

8) законы механики, электродинамики и оптики остаются неизменными только в физически эквивалентных системах отсчета, связанных с эквивалентными гравитирующими телами и находящихся на значительном расстоянии друг от друга. Для указанных физически эквивалентных систем отсчета допустимо рассматривать применимость принципа одинаковости законов природы в движущихся относительно друг друга системах отсчета, однако понятие об инвариантности уравнений к таким системам отсчета не может быть применимо.

С допущением существования локальной преимущественной системы отсчета, увлекаемой массивным гравитирующим телом Земли (а также и другими небесными телами), удается удовлетворительно согласовать и многочисленные другие известные оптические и электродинамические явления. В области электродинамики существование преимущественной системы отсчета, связанной с поверхностью гравитирующего тела Земли, позволяет, наконец, найти непротиворечивое объяснение некоторым парадоксам электродинамики [11, 13–16] и предсказать существование новых неизвестных ранее явлений электромагнетизма. Например, электрический заряд q , покоящийся в среде физического вакуума (покоящийся относительно поверхности Земли) будет индуцировать в окружающем пространстве только электрическое поле E кулоновского типа

$$E = q/R^2 \quad (2.5)$$

вне зависимости от того, наблюдается это поле E в покоящейся вместе с зарядом q системе отсчета, либо в движущейся со скоростью v относительно заряда q (т.е. относительно поверхности Земли) системе отсчета. Аналогично, движущийся со скоростью v в среде физического вакуума (или движущийся со скоростью v относительно поверхности Земли) электрический заряд q будет индуцировать в окружающем пространстве, помимо переменного во времени электрического поля E , еще и магнитное поле

$$H = \frac{1}{c} \frac{q v}{R^2} \sin \varphi \quad (2.6)$$

вне зависимости от того, наблюдается данное магнитное поле H в покоящейся относительно поверхности Земли системе отсчета или в движущейся вместе с зарядом q системе отсчета. Другими словами, электрические и магнитные явления в условиях околоземного пространства не являются относительными и не зависят от точки зрения наблюдателя в одной или другой выбранной системе отсчета, а определяются состоянием покоя или движения заряда относительно поверхности массивного гравитирующего тела

Земли. Состояние же покоя или движения относительно локальной преимущественной системы отсчета, связанной с поверхностью гравитирующего тела Земли, для любой выбранной системы отсчета (наблюдателя) является уже состоянием абсолютным. Существование локальной преимущественной системы отсчета для механических, электродинамических и оптических явлений, увлекаемой вращающимися массивными гравитирующими небесными телами, легко разрешает известную проблему физических размеров вращающихся систем отсчета. Вместо вводимых в общей теории относительности [32], с физической точки зрения, формальных и абстрактных ограничений вида

$$R < c_0/\omega, \quad (2.7)$$

локальные преимущественные системы отсчета вблизи гравитирующих тел определяют физически обоснованные размеры и массами вращающихся систем, связанных с данными гравитирующими телами в случае их вращения.

Таким образом, допущение существования в реальном пространстве среды физического вакуума позволяет не только удовлетворительно объяснить многочисленные известные явления и устраниТЬ различные имеющиеся в физике пустого пространства трудности и парадоксы, но и предсказать новые неизвестные ранее явления природы.

3. Поляризационные свойства среды физического вакуума

Рассмотрим взаимодействие электрических зарядов Q и q , покоящихся на расстоянии R друг от друга в среде физического вакуума с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_0 = 1$. Для силы взаимодействия \mathbf{F}_0 между зарядами q и Q в этом случае можно записать

$$\mathbf{F}_0 = \frac{q}{\epsilon_0} \frac{Q}{R^3} \mathbf{R}. \quad (2.8)$$

Если теперь рассматриваемое пространство между зарядами q и Q заполнить еще однородной диэлектрической средой с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 ($\epsilon_1 > \epsilon_0$), то для силы взаимодействия \mathbf{F}_1 (2.8) между зарядами q и Q будем уже иметь

$$\mathbf{F}_1 = \frac{q}{\epsilon_1} \frac{Q}{R^3} \mathbf{R}, \quad (2.9)$$

т.е. сила взаимодействия в диэлектрической среде оказывается в ϵ_1 раз меньше силы взаимодействия в одном физическом вакууме. И, наконец, если рассмотреть взаимодействие этих же зарядов q и Q еще в однородной

среде какого-либо электролита, то в этом случае сила взаимодействия \mathbf{F}_2 между зарядами q и Q будет равна нулю:

$$\mathbf{F}_2 = 0, \quad (2.10)$$

так как заряды q и Q будут скомпенсированы свободными зарядами q' и Q' электролита, где $q' = q$ и $Q' = Q$.

Таким образом, когда сила взаимодействия \mathbf{F}_0 между зарядами q и Q рассматривается в одном физическом вакууме с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_0 = 1$, то сила взаимодействия между зарядами имеет максимальное значение \mathbf{F}_0 (2.8). Когда же физический вакуум заполняется диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 > \epsilon_0$, представляющим собой реально ощущимую материю, имеющей зернистое строение (молекулярное строение), причем заряды каждого зерна (молекулы) имеют возможность смещаться относительно друг друга на некоторое незначительное расстояние l_1 (т.е. поляризоваться) в присутствии внешнего электрического поля, то сила взаимодействия \mathbf{F}_1 (2.9) между зарядами q и Q уменьшается в ϵ_1 раз. Для вектора поляризации \mathbf{P}_1 диэлектрической среды ϵ_1 в этом случае можно записать

$$\mathbf{P}_1 = \delta q \mathbf{l}_1, \quad (2.11)$$

где δq – поляризационный заряд единицы объема диэлектрика ϵ_1 . Из (2.9) видно, что увеличение поляризационных свойств каждой дискретной частицы (молекулы) диэлектрической среды, т.е. увеличение величины смещения поляризационных зарядов δq до l'_1 ($l'_1 > l_1$) и вектора поляризации от \mathbf{P}_1 до \mathbf{P}'_1 ($\mathbf{P}'_1 > \mathbf{P}_1$),

$$\mathbf{P}_1 = \delta q \mathbf{l}'_1 \quad (2.12)$$

соответствует увеличению диэлектрической проницаемости до величины $\epsilon'_1 > \epsilon_1$ и уменьшению силы взаимодействия до $\mathbf{F}'_1 > \mathbf{F}_1$. Следовательно, сила взаимодействия \mathbf{F}_1 (2.9) между зарядами q и Q в реальной дискретной среде, каждая частица которой имеет зарядовое строение, не будет равна нулю до тех пор, пока при поляризации каждой частицы среды смещение поляризационных зарядов δq их l_1 друг от друга не будет иметь такую величину $l''_1 \gg l_1$, когда исчезает структурное зарядовое строение каждой частицы (т.е. каждая молекула ионизируется, и сила взаимодействия между ее разноименными зарядами перестает существовать). В случае же помещания зарядов q и Q в среду электролита, где поляризационные заряды среды (положительные и отрицательные ионы) находятся в свободном состоянии и могут смещаться на любое произвольное расстояние l_2 ($l_2 > l'_1 > l_1$) друг от друга, сила взаимодействия \mathbf{F}_2 (2.10) между этими зарядами оказывается равной нулю. Формально для вектора поляризации \mathbf{P}_2 в этом случае можно записать

$$\mathbf{P}_2 = \delta q \mathbf{l}_2 \rightarrow \infty. \quad (2.13)$$

Анализируя вышесказанное, можно сделать следующие выводы. Если заряды q и Q находятся в реальной материальной среде (в диэлектрической среде), имеющей зернистое зарядовое строение (молекулярное зарядовое строение), и заряды каждого зерна, ввиду наличия больших внутренних упругих сил, имеют минимальную способность удаляться друг от друга при поляризации (диэлектрическая постоянная ϵ_1 минимальна), то сила взаимодействия \mathbf{F}_1 (2.9) между зарядами q и Q оказывается максимальной. Если же в среде физического вакуума диэлектрическая постоянная ϵ_0 минимальна по соей величине, но не равна нулю, и сила взаимодействия между зарядами q и Q имеет свое максимальное значение, то, логически рассуждая, остается допустить, что материальная среда физического вакуума имеет зернистое зарядовое строение, и степень поляризации каждого дискретного зерна вакуумной среды имеет минимальное значение. Исходя же из наименьшей величины вектора поляризации \mathbf{P}_0 среды физического вакуума

$$\mathbf{P}_0 = \Delta q_0 \delta \mathbf{l}_0, \quad (2.14)$$

можно заключить, что размеры дискретных зерен этой среды, по крайней мере, во много раз меньше размеров зерен обычных элементарных частиц (атомов, молекул) реальных материальных сред. Из (2.14) видно, что если бы можно было установить действительную величину смещения δl_0 поляризационных зарядов Δq в вакуумной среде, то можно было бы установить и плотность ρ_0 зарядов вакуумной среды

$$\rho_0 = \frac{\Delta q_0}{1} \left[\frac{\text{Кл}}{\text{см}^3} \right] = \Delta q_0 \left[\frac{\text{Кл}}{\text{см}^3} \right]. \quad (2.15)$$

Принимая во внимание, что для однородной диэлектрической среды ϵ справедлива запись

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}_0 + \mathbf{P}, \quad (2.16)$$

где \mathbf{E}_0 – электрическое поле в вакуумной среде,

$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}_0$ – вектор смещения в диэлектрической среде,

\mathbf{P} – вектор поляризации диэлектрической среды,

$\mathbf{P}_0 = \epsilon_0 \mathbf{E}_0$ – вектор поляризации вакуумной среды,

выражение (2.14) можно представить еще в виде

$$\epsilon_0 \mathbf{E}_0 = \Delta q_0 \delta \mathbf{l}. \quad (2.17)$$

Соответственно, и выражение (2.11) в этом случае можно переписать

$$(\epsilon - \epsilon_0) \mathbf{E}_0 = \delta q \mathbf{l}_1. \quad (2.18)$$

Из (2.17), (2.18) находим

$$\Delta q_0 = \frac{\epsilon_0 E_0}{\delta l_0} \quad (2.19)$$

и

$$\delta q = (\epsilon - \epsilon_0) E_0 / l_1. \quad (2.20)$$

Откуда следует, что заряд Δq вакуумной среды в единице объема при $\delta l \ll l_1$ должен намного превышать величину поляризационного заряда δq любых реальных материальных сред (газ, жидкость, твердое тело)

$$\Delta q \gg \delta q. \quad (2.21)$$

Таким образом, исходя из общизвестных представлений о диэлектрической проницаемости и поляризационных свойств вакуумной среды, на начальном этапе исследования представляется возможность установить с определенной достоверностью существование у вакуумной среды как определенной дискретной структуры, так и внутренних сил упругости электромагнитной природы. Установление конкретного структурного строения каждого зерна вакуумной среды и конкретного механизма взаимодействия их и т.д. на начальном этапе исследования представляется чисто гипотетическим, и рассмотрение этих вопросов является пока преждевременным. Ввиду отсутствия возможности установить взаимосвязь общих кинетических свойств дискретной вакуумной среды с какими-либо макроскопическими явлениями реальной действительности, остается открытым пока и вопрос о характере движения частиц вакуумной среды. Исходя из изотропности и однородности свойств вакуумной среды, представляется возможность допустить, что все дискретные частицы вакуумной среды, по крайней мере, должны быть тождественны по своим свойствам и размерам.

4. Передача электрических сил взаимодействия через пространство физического вакуума

Рассмотрим взаимодействие 2-х зарядов q и Q , находящихся на расстоянии R друг от друга в среде физического вакуума (рис. 14). Для исключения заметного влияния электрического поля пробного заряда q на электрическое поле заряда Q , величина заряда q берется много меньшей величины заряда Q ($q \ll Q$). От взаимного сближения заряды q и Q удерживаются

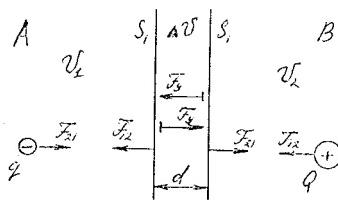


Рис. 14

силой реакции $\mathbf{F}_{P_1} = \mathbf{F}_{P_2}$. Для силы электрического взаимодействия \mathbf{F} между зарядами можно записать

$$\mathbf{F} = \frac{Qq}{\epsilon_0 R^3} \mathbf{R}, \quad (2.22)$$

где ϵ_0 – диэлектрическая постоянная вакуумной среды.

Так как положение зарядов q и Q не меняется (заряды q и Q находятся в покое относительно лабораторной системы отсчета), то электрическое поле от этих зарядов в каждой точке пространства остается постоянным по величине и направлению. Сила \mathbf{F}_{21} , действующая на пробный заряд q со стороны заряда Q , действует на него через пространство $A-B$ между зарядами q и Q . Аналогичные выводы можно сделать и для силы \mathbf{F}_{12} , действующей на заряд Q со стороны заряда q . Передача сил взаимодействия \mathbf{F}_{12} и \mathbf{F}_{21} зарядов q и Q через абсолютно пустое пространство, с физической точки зрения, невозможна, поэтому следует утверждать, что сила взаимодействия \mathbf{F}_{12} и \mathbf{F}_{21} между зарядами q и Q передается через пространство $A-B$ только благодаря наличию в этом пространстве материальной среды физического вакуума. Не вдаваясь в гипотетические подробности конкретной природы сил взаимодействия между частицами вакуумной среды, с определенной достоверностью можно утверждать, что сила взаимодействия между зарядами q и Q не может быть обусловлена каким-либо направленным движением материи этих зарядов от одного заряда к другому либо направленным перемещением частиц вакуумной среды от одного заряда к другому. Если бы постоянство силы взаимодействия между зарядами q и Q было бы обусловлено постоянным перемещением материи этих зарядов друг к другу или материи среды физического вакуума от одного заряда к другому, то это привело бы к бесконечному перекачиванию материи от одного заряда к другому, что, в конечном счете, должно было бы привести либо к истощению материи зарядов и истощению их энергии, либо к бесконечной концентрации материи

этих зарядов или среды физического вакуума вблизи этих зарядов, и бесконечному выделению энергии. Более приемлемое, с физической точки зрения, представление о передаче сил взаимодействия между зарядами через среду физического вакуума может быть основано на допущении, что материя самих зарядов не рассеивается в окружающее пространство, а материя вакуумной среды в среднем находится в состоянии покоя (в статике) относительно рассматриваемых электрических зарядов q и Q .

Выделим в пространстве $A-B$ между зарядами пространство Δv , ограниченное двумя параллельными плоскостями S_1 и S_2 , находящимися на расстоянии d друг от друга (рис. 14). Так как взаимодействие между зарядами q и Q не может быть передано, минуя выделенный объем Δv , то следует допустить, что к левой части данного объема v_1 к плоскости S_1 со стороны объема v_1 с зарядом q должна быть приложена результирующая сила F_{12} , которая является силой действия заряда q на заряд Q . Со стороны объема v_2 с зарядом Q на правую плоскость S_2 объема Δv должна быть приложена, соответственно, результирующая сила F_{21} , которая является силой действия заряда Q на заряд q . Если бы между физически материальными объемами v_1 и v_2 отсутствовал связывающий эти два объема материальный объем Δv , то силы F_{12} и F_{21} , действующие между зарядами q и Q , перестали бы существовать. Другими словами, любую плоскость, проведенную между двумя взаимодействующими зарядами q и Q , можно считать плоскостью взаимодействия, к одной и другой стороне которой должны быть приложены силы F_{12} и F_{21} , равные силе взаимодействия F (2.22) между данными зарядами. Так как в рассматриваемом случае к объему Δv с одной и другой его стороны приложены силы F_{12} и F_{21} ($F_{12} = F_{21}$), то такое приложение сил к объему возможно только лишь в том случае, если данный объем Δv обладает определенными внутренними силами упругости F_{y1} и F_{y2} (рис. 15), в противном случае силы F_{12} и F_{21} должны были бы разорвать этот объем. Силы упругости F_{y1} и F_{y2} , препятствующие растяжению объема Δv , является той самой

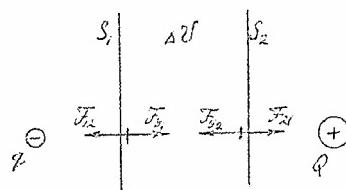


Рис. 15

силой, которая, стремясь сжать объем Δv до невозмущенного состояния, притягивает левую плоскость S_1 объема Δv , с приложенной к ней силой \mathbf{F}_{12} , в направлении к другому заряду Q . Левая плоскость S_1 объема Δv , в свою очередь, за счет действия упругих сил \mathbf{F}_{y1} , увлекает за собой объем v_1 вместе с зарядом q в направлении к заряду Q , обусловливая существование силы \mathbf{F}_{21} . При этом сила упругости \mathbf{F}_{y2} компенсирует растягивающую силу \mathbf{F}_{21} и является силой действия объема Δv на объем v_2 с зарядом Q . Таким образом, силы упругости \mathbf{F}_{y1} и \mathbf{F}_{y2} объема Δv являются силами, притягивающими заряды q и Q к данному объему Δv , т.е., в конечном счете, притягивающими данные заряды друг к другу. Именно данными определенными выше внутренними силами упругости \mathbf{F}_{y1} и \mathbf{F}_{y2} объема Δv определяется свойство объема Δv физического вакуума быть связывающим звеном в передаче силы взаимодействия через него от зарядов q и Q . Причем отрицание наличия таких внутренних сил упругости в связывающем объеме Δv физического вакуума приводит к нарушению всей механики взаимодействия зарядов на расстоянии и не может быть рассмотрено даже в качестве допущения.

Так как силы \mathbf{F}_{12} и \mathbf{F}_{21} , действующие на выделенный объем Δv слева и справа, являются силами электрического происхождения, то это может иметь место только в том случае, если на левой и правой плоскостях S_1 и S_2 , ограничивающих объем Δv , имеются распределенные электрические заряды ΔQ_1 и ΔQ_2 соответственно. Причем следует отметить, что образовавшиеся на поверхностях S_1 и S_2 объема Δv электрические заряды разного знака ΔQ_1 и ΔQ_2 ($\Delta Q_1 = \Delta Q_2$) возникли не из-за введения в данный объем Δv каких-то посторонних зарядов, а за счет поляризации зарядов вакуумной среды, которые уже имелись в этом выделенном объеме Δv в скомпенсированном состоянии. Однако, при условии равенства поляризационных зарядов ΔQ_1 и ΔQ_2 вакуумной среды на плоскостях S_1 и S_2 , результирующая сила F_1 , действующая на заряды ΔQ_1 левой плоскости S_1 объема Δv со стороны зарядов q и Q

$$F_1 = q \sum_i \frac{\delta Q_{1i}}{r_i^2} + q \sum_j \frac{\delta Q_{1j}}{r_j^2} \quad (2.23)$$

оказывается, вообще-то, уже не равной результирующей силе F_2 , действующей на заряды ΔQ_2 правой плоскости S_2 этого же объема Δv со стороны зарядов q и Q

$$F_2 = q \sum_m \frac{\delta Q_{2m}}{r_m^2} + q \sum_n \frac{\delta Q_{2n}}{r_n^2}, \quad (2.24)$$

где r_i – расстояние от заряда q до элементарного заряда ΔQ_{1i} на левой плоскости S_1 ,

r_j – расстояние от заряда Q до элементарного заряда ΔQ_{1j} на левой плоскости S_1 ,

r_m – расстояние от заряда q до элементарного заряда ΔQ_{2m} на правой плоскости S_2 ,

r_n – расстояние от заряда Q до элементарного заряда ΔQ_{2n} на правой плоскости S_2 .

Ввиду того, что результирующие электрические силы F_1 (2.23) и F_2 (2.24), действующие слева и справа на выделенный объем Δv слоя вакуумной среды толщиной d , противоположны по направлению и не одинаковы по величине, то для результирующей силы F_p , действующей на объем Δv , можно записать

$$F_p = q \left(\sum_i \frac{\delta Q_{1i}}{r_i^2} - \sum_m \frac{\delta Q_{2m}}{r_m^2} \right) + q \left(\sum_j \frac{\delta Q_{1j}}{r_j^2} - \sum_n \frac{\delta Q_{2n}}{r_n^2} \right) \quad (2.25)$$

или

$$F_p = F_1 - F_2 \neq 0. \quad (2.26)$$

Из (2.26) непосредственно следует, что при поляризации любого выделенного объема Δv вакуумной среды в электрическом поле E_q и E_q внешних не равных по величине зарядов q и Q , на данный выделенный объем Δv вакуумной среды может действовать не равная нулю результирующая сила F_p , которая будет стремиться сместить данный объем Δv в направлении к большему заряду Q . Вполне естественно, что в электрическом поле E большего по величине одиночного заряда Q не равная нулю результирующая сила F_p (2.26) будет стремиться сместить любой выделенный объем Δv вакуумной среды в направлении к данному заряду Q , что должно привести к определенному увеличению плотности вакуумной среды вблизи заряда Q . В случае взаимодействия двух электрических зарядов q и Q , большая плотность вакуумной среды вблизи большего по величине электрического заряда Q создает силу давления F_d , которая оказывается равной результирующей силе F_p (2.26) и компенсирует ее.

Таким образом, уже первые, с физической точки зрения, обоснованные попытки представить механизм передачи электрических сил взаимодействия между зарядами через пространство физического вакуума, сразу же наталкиваются как на необходимость установления упругих электрических свойств вакуумной среды, так и на установление важного свойства вакуумной среды уплотняться вблизи электрических зарядов.

5. Закон Кулона в среде физического вакуума

Учитывая поляризационные свойства вакуумной среды, оказывается возможным найти, с физической точки зрения, более приемлемое истолкование физической сущности теоремы Остроградского – Гаусса

$$\oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S} = 4\pi Q'. \quad (2.27)$$

Согласно (2.27), на любой сферической поверхности S радиуса R , окружающей заряд Q , на внутренней ее поверхности индуцируется разноименный заряд Q' , равный заряду Q , а на внешней – одноименный заряд Q'' , опять же равный заряду Q , т.е.

$$\oint_S E_n dS = E_n 4\pi R^2 = 4\pi Q \quad (2.28)$$

или, с учетом (2.27),

$$Q = Q'. \quad (2.29)$$

В данном случае заряды разных знаков Q' и Q'' на любой сфере радиуса R в реальном пространстве физического вакуума, окружающей заряд Q , представляют собой ни что иное, как поляризационные заряды вакуумной среды. Определяя плотность σ' поляризационных зарядов вакуумной среды на поверхности сферы S радиуса R

$$\sigma' = \frac{Q'}{4\pi R^2} \quad (2.30)$$

и умножая ее на безразмерную величину 4π

$$4\pi\sigma' = \frac{Q'}{R^2} = E, \quad (2.31)$$

находим известную характеристику напряженности электрического поля E заряда Q . Из (2.31) непосредственно следует, что напряженность электрического поля E заряда Q на расстоянии R от него определяется, в полном согласии с принципом близкодействия, суммарной величиной поляризационных зарядов Q' вакуумной среды на поверхности сферы S радиуса R . С физической точки зрения, подобная интерпретация напряженности электрического поля E на расстоянии R от заряда Q через индуцированный в вакуумной среде на этом же расстоянии поляризационный заряд Q' , представляется более приемлемой по сравнению с известной зависимостью вида

$$E = \frac{Q}{R^2}, \quad (2.32)$$

основанной на формальном представлении передачи действия на расстояние (на принципе дальнодействия). С учетом (2.31) представляется возможной и новая интерпретация взаимодействия 2-х зарядов q и Q , находящихся на расстоянии R друг от друга, основанная на принципе близкодействия,

$$F = Eq = \frac{Q}{R^2} q = 4\pi\sigma' q, \quad (2.33)$$

согласно которой сила взаимодействия F между зарядами q и Q , определяемая законом Кулона

$$F = \frac{Q}{R^2} q, \quad (2.34)$$

оказывается обусловленной не абстрактным, по своему существу, взаимодействием этих зарядов на расстоянии, как это общепринято считать, а взаимодействием одного заряда q с поляризационными зарядами Q' вакуумной среды от другого заряда Q , которые находятся в непосредственной близости от первого заряда q или наоборот. Если же при рассмотрении взаимодействия 2-х зарядов q и Q в вакуумной среде функциональной зависимостью вида (2.33), исходить из более приемлемого, с физической точки зрения, принципа близкодействия, то запись закона Кулона (2.34) принимает несколько необычный вид

$$\mathbf{F} = 4\pi\sigma' q \frac{\mathbf{r}}{R}. \quad (2.35)$$

Если же еще допустить, что пробный заряд q представляет собой распределенный с плотностью σ на элементе ΔS сферической поверхности $\Delta S = \pi\Delta r^2$ заряд $q = \sigma\Delta S$, то для силы взаимодействия F (2.33) между этим зарядом q и поляризационным зарядом Q' вакуумной среды, индуцированного зарядом Q , можно будет записать

$$F = 4\pi\sigma' \sigma \Delta S. \quad (2.36)$$

Определенная таким образом функциональная зависимость (2.36) устанавливает неизвестный ранее закон взаимодействия поляризационных зарядов вакуумной среды Q' на сфере радиуса R с реальными поверхностными зарядами $\sigma\Delta S$, находящимися на этой же сфере. Так как разноименные поляризационные заряды Q' и Q'' вакуумной среды какого-либо выделенного участка ΔS поверхности сферы S , охватывающей заряд Q , также можно рассматривать как взаимодействующие поверхностные заряды, то функциональная зависимость (2.36) позволяет оценить внутренние электрические силы упругости в вакуумной среде в виде

$$F_y = 4\pi\sigma'^2 \Delta S. \quad (2.37)$$

Для проверки справедливости (2.37) предположим, что поляризационные заряды вакуумной среды разного знака Q' и Q'' смешены относительно рас-

сматриваемой поверхности сферы S на расстояние $\delta l/2$ от нее, где δl – толщина поляризационного слоя вакуумной среды. В этом случае, если принять во внимание, что смещение поляризационного заряда Q' на участке ΔS сферической поверхности на расстоянии R от заряда Q должно быть связано со свершением работы δA , определяемой как

$$\delta A = F_y \delta l / 2, \quad (2.38)$$

то с учетом (2.37) для работы δA поляризации вакуумной среды в элементарном объеме $\delta v = \Delta S \delta l$ получим следующее выражение:

$$\delta A = 2\pi \sigma' \sigma'' \Delta S \delta l = 2\pi \sigma'^2 \delta v. \quad (2.39)$$

Принимая во внимание (2.30), (2.31), выражение (2.39) можно представить еще в виде

$$\delta A = \frac{1}{8\pi} \frac{Q'^2}{R^4} \delta v = \frac{1}{8\pi} E^2 \delta v, \quad (2.40)$$

что совпадает со значением энергии электрического поля E в элементарном объеме δv , определяемой известным выражением

$$\delta W = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v} E^2 dv, \quad (2.41)$$

если положить $E = \text{const}$ в объеме δv , т.е.

$$\delta W = \frac{1}{8\pi} E^2 \delta v, \quad (2.42)$$

Из совпадения выражений (2.40) и (2.42) непосредственно следует, что определенные выше закономерности (2.35), (2.37), по всей вероятности, действительно отражают вполне определенные физические свойства вакуумной среды, и передача электрических сил взаимодействия на расстояние от одного заряда q к другому Q возможна только через посредство взаимодействия данных электрических зарядов, прежде всего, с окружающей их вакуумной средой.

6. Законы сохранения и превращения материи и физический вакуум

В длительном процессе развития представлений человека об окружающей его действительности и в поисках единой основы мира сформулировалось понятие материи. В развитии философских и частных наук материальное единство вне субъективного мира выразилось в развитии материалистического направления в философии, основывающегося на факте существования материальных объектов вне и независимо от нашего сознания. Мате-

реалистическая философия констатирует познаваемость окружающего нас мира в процессе его взаимодействия (прямого или косвенного) с познающим объектом. В соответствии с этим материя определяется как объективная реальность, существующая вне нашего сознания и отражаемая им. В длительном процессе познания объективного мира находятся и закрепляются в понятии материи ее действительно существенные признаки, отражающие наиболее общие свойства. Наиболее важными свойствами материи в любой ее форме, по современным представлениям, являются сохранение и движение, дискретность и непрерывность ее. Эти свойства материи существуют в непрерывном единстве и могут рассматриваться раздельно только лишь в абстрактном отвлечении с тем, чтобы глубже понять их органическую связь.

В учении о природе важнейшее значение имеет философский вопрос о взаимосвязи понятий материи и движения. На современном этапе сохранение материи и ее движения рассматривается в их неразрывном единстве, то есть, во всех процессах соблюдаются закон сохранения не материи, как определенной субстанции всех измерений, а лишь совместное единство и материи и ее движения. Другими словами, если выразиться более определенно, сохраняется количество движения материи и ее энергия. Известно, чем вызвана была в свое время такая постановка вопроса. На начальном этапе сохраняющейся величиной рассматривалась масса как основная количественная характеристика материи во всех ее проявлениях. Но с появлением в экспериментальной физике фактов исчезновения массы со всеми ее свойствами в том виде, как ее представляли, привело к необходимости считать сохраняющейся величиной массу в единстве с ее движением. С объективной точки зрения, неразрывное единство материи и движения является одним из важнейших философских определений, которое в реальной действительности находит свое отражение в законах сохранения количества движения и энергии такой количественной характеристики материи, как масса. Однако современные физики-релятивисты взаимосвязь понятий массы и ее движения, определяемой из экспериментально установленной функциональной зависимости

$$W = mc^2 \quad (2.43)$$

рассматривают в смысле возможности ее взаимопревращаемости. То есть, согласно (2.43), например, допускается, что в реальной действительности возможны такие процессы, когда масса m , как одна из важнейших количественных характеристик объективно существующей материи может полностью исчезать, превратившись в порцию энергии W электромагнитного излучения. А чтобы не оказаться в противоречии с основным материалистическим определением философии о неразрывном единстве материи и движе-

ния, современное представление базируется на допущении, что электромагнитное излучение с энергией W также представляет собой определенную материальную субстанцию, но только лишенную такой количественной ее характеристики, как масса покоя m . Подобные абстрактные допущения о свойствах материи и ее движения, в какой-то степени, оказываются еще приемлемыми при формальных оценках явлений объективной действительности, однако полное исчезновение количественной характеристики материи, ее массы, с материалистической точки зрения, не может быть приемлемым, так как данное определение лишается необходимой логической строгости.

Рассмотренные выше трудности в определении взаимосвязи между количественной характеристикой материи и ее движением появились в физике в начале XX века и были обусловлены, в основном, формальным допущением, что реальное пространство является абсолютно пустым и что любые движения в таком пространстве являются безотносительными движениями. Если же основываться, с физической точки зрения, на более приемлемом допущении существования во всем окружающем нас пространстве среды физического вакуума, обладающей как электромагнитными, так и гравитационными и инерционными свойствами, то есть массой, то известные экспериментальные факты кажущегося полного исчезновения массы m (аннигиляция, дефект массы) как количественной характеристики материи могут быть полностью пересмотрены уже с позиции неуничтожимости ее.

Физический вакуум представляет собой ту особую материальную среду реального пространства, которая, из-за своей тонкой структуры, является в настоящее время пока еще недоступной для непосредственного экспериментального обнаружения, однако объективная реальность которой уже подтверждается в настоящее время многочисленными теоретическими и косвенными экспериментальными фактами [1–25]. Вполне возможно предположить, что и во всех наблюдаемых явлениях, в которых “исчезает” обычная, поддающаяся нашему наблюдению масса m реальных частиц (аннигиляция, дефект массы), имеет место просто превращение ее в массу m' дополнительно образовавшейся среды физического вакуума с выделением соответствующего количества энергии W (2.43). При этом выделяющаяся при аннигиляции энергия W не уносится вместе с какой-то материализованной “массой движения” m_{ql} гамма-квантов, равной массе m исходных аннигилирующих частиц, как это общепринято считать, а превращается в другую материальную сущность реального пространства – “массу покоя” среды физического вакуума. Вполне возможен и обратный механизм, когда при затрате определенного количества энергии из материальной среды физического вакуума можно образовать сгустки материи, у которых будут обнару-

жены уже известные свойства элементарных частиц. Таким образом, представление о существовании материальной среды физического вакуума, которое непосредственно следует из анализа многочисленных известных фактов, является тем недостающим звеном, которое позволяет нарисовать цельную картину круговорота материи во Вселенной.

Рассмотрим общепринятую запись взаимодействия аннигилирующих частиц электрона e^- и позитрона e^+ в виде

$$m_0^- c^2 + m_0^+ c^2 \rightarrow 2W_\gamma \xrightarrow{\gamma\gamma}. \quad (2.44)$$

В простейшем случае, при нулевом суммарном спине сталкивающихся частиц электрон-позитрон, испускается два γ -кванта, при суммарном спине сталкивающихся частиц равном единице возможен вариант излучения трех γ -квантов. Рассмотрим простейший случай аннигиляции частиц электрон-позитрон при излучении двух γ -квантов. Если физическую сущность записи (2.44) попытаться интерпретировать в том виде, как она записана, то аннигиляция электрона e^- и позитрона e^+ представляется весьма абстрактной. Так как энергия покоя электрона и позитрона в (2.44)

$$W_0^- = m_0^- c^2, \quad W_0^+ = m_0^+ c^2, \quad (2.45)$$

представляет полную внутреннюю энергию этих частиц, при условии отсутствия какого-либо взаимодействия между ними, то согласно записи (2.44) аннигиляция электрона и позитрона происходит, как бы минуя стадию взаимодействия между аннигилирующими частицами. То есть, берется энергия покоя W_0^- одной частицы, чисто математически суммируется с энергией покоя W_0^+ другой частицы, и суммарная энергия покоя этих частиц

$$W_0 = W_0^- + W_0^+ = 2m_0 c^2 \quad (2.46)$$

формально считается принадлежащей уже 2-м образовавшимся γ -квантам. Другими словами, левая часть (2.44) отражает собой состояние частиц e^- и e^+ до их взаимодействия между собой, между тем как правая часть отражает собой конечный результат процесса, в то время как сам процесс взаимодействия и аннигиляции частиц исключается из рассмотрения.

Рассмотрим, например, хорошо известное в физике явление тормозного излучения ускоренной до скорости v заряженной частицы при ударе ее о мишень. Кинетическая энергия ускоренной частицы перед ударом ее в мишень определится выражением

$$W_K = m v^2 / 2. \quad (2.47)$$

При ударе ускоренной заряженной частицы в мишень и ее торможении происходит известное в физике явление тормозного излучения, которое сопровождается тривиальным физическим явлением излучения γ -кванта. В этом хорошо известном и контролируемом в физике явлении, конечно, никто не допускает, что после торможения заряженной частицы и излучения ей γ -кванта, сама заряженная частица каким-то образом исчезает. При ударе о мишень заряженная частица, естественно, тормозится и остается на мишени, что реально фиксируется появляющимся на мишени дополнительным единичным электрическим зарядом, равным заряду ускоренной частицы.

Если же, основываясь на современных представлениях, процесс взаимодействия заряженных частиц e^- и e^+ при аннигиляции рассматривать более корректно и последовательно, учитывая в (2.44) еще и энергию взаимодействия заряженных частиц e^- и e^+ между собой, то для полной энергии W_0 этих частиц, находящихся, например, на бесконечном удалении друг от друга, можно записать

$$W_0 = W_0^- + W_0^+ + W_\Pi = 2m_0c^2 + W_\Pi, \quad (2.48)$$

где W_Π - потенциальная энергия взаимодействия заряженных частиц, находящихся на бесконечном удалении друг от друга. Так как на бесконечном расстоянии между заряженными частицами e^- и e^+ электрическое взаимодействие между ними отсутствует, то потенциальная энергия взаимодействия между частицами условно приравнивается нулю. Однако перед моментом столкновения заряженных частиц e^- и e^+ , с учетом их ускорения в собственных электрических полях, для полной энергии W_0 необходимо уже записать

$$W_0 = 2m_0c^2 + W_\Pi + 2W_k = 2m_0c^2 + 2W_k \quad (2.49)$$

То есть, то при сближении зарядов e^- и e^+ их потенциальная энергия взаимодействия W_Π принимает отрицательное значение на такую величину, на какую увеличивается их кинетическая энергия $2W_k$. При этом, если после столкновения и торможения электрона e^- и позитрона e^+ закономерно положить, как это и общепринято считать в подобных случаях, что кинетическая энергия их $2W_k$ выделяется в виде энергии $2W_\gamma$ тормозного излучения 2-х γ -квантов, то закон сохранения (2.49) принимает вид

$$W_0 = (2m_0c^2 - W_n) + 2W_\gamma = 2W_\gamma \Big|_{\gamma}^{\gamma}. \quad (2.50)$$

Таким образом, если процесс аннигиляции (2.50) интерпретировать с позиций современных представлений, с учетом взаимодействия заряженных частиц e^- и e^+ , то равенство внутренней энергии $2m_0c^2$ двух частиц их отрицательной потенциальной энергии W_n (выражение в круглых скобках) сле-

дует рассматривать как явление бесследного исчезновения внутренней энергии $2m_0c^2$ этих частиц вместе с их материальной сущностью, т.е.

$$(2m_0c^2 - W_{\Pi}) = 0, \quad (2.51)$$

что, с физической точки зрения, является трудно приемлемым допущением.

Явление аннигиляции электрона и позитрона можно рассмотреть и несколько с иных позиций, если считать, что потенциальная энергия взаимодействия W_{Π} разноименно заряженных частиц, находящихся на большом расстоянии друг от друга, стремится не к нулю, как это принято считать, а к своему максимальному значению $W_{\Pi} = 2m_0c^2$. Все вышеприведенные “парадоксы” с исчезновением реальной материи вещества аннигилирующих частиц обусловлены, в основном, тем, что потенциальная энергия взаимодействия W_{Π} в (2.48), (2.49), (2.50), (2.51) электрона и позитрона, находящихся на значительном расстоянии друг от друга, с физической точки зрения, не обоснованно полагается равной нулю, в то время как потенциальная возможность свершить работу при падении электрона на позитрон или наоборот оказывается в данном случае максимальной. Причем потенциальная энергия взаимодействия W_{Π} разноименно заряженных частиц всегда является величиной положительной, и при сближении зарядов вплоть до их столкновения она стремится к нулю, превращаясь, опять же, в положительную кинетическую энергию этих зарядов. С учетом сказанного, перед столкновением электрона с позитроном они будут иметь суммарную энергию W'_0 , равную

$$W'_0 = \frac{m_0^- c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{m_0^+ c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} = 2m_0 c^2 + 2\Delta m c^2 = 2W_0 + 2W_k, \quad (2.52)$$

где $2W_k = 2\Delta m c^2$ – суммарная кинетическая энергия электрона и позитрона перед их столкновением. Если считать, что в месте столкновения электрон и позитрон останавливаются (в противном случае аннигиляция невозможна), то кинетическая часть энергии частиц $2W_k$ должна выделиться в виде тормозного излучения. Подсчет величины кинетической части энергии $2W_k$ электрона и позитрона при их сближении перед моментом удара

$$2W_k = 2e \int_{r_0}^{\infty} E dr = 2e \int_{r_0}^{\infty} \frac{e}{r^2} dr = \frac{e^2}{r_0} \quad (2.53)$$

как раз и дает величину энергии $2W_{\gamma}$ двух γ -квантов, которые появляются при аннигиляции частиц

$$2W_k = 2W_{\gamma} \Big|_{\gamma}^{\gamma}. \quad (2.54)$$

Из (2.54) видно, что энергия излучения $2W_\gamma$, которая выделяется при аннигиляции, соответствует кинетической энергии электрона и позитрона перед их столкновением, а не внутренней энергии $W_0 = 2m_0c^2$ этих частиц, как это следует из формальной записи (2.44). Если запись (2.52) отражает собой закон сохранения энергии взаимодействующих частиц e^- и e^+ перед их столкновением и аннигиляцией, то после аннигиляции частиц следует уже записать

$$W'_0 = W_0 + 2W_k = W_0 + 2W_\gamma \Big|^\gamma_\gamma. \quad (55)$$

То есть как количество вещественной материи электрона e^- и позитрона e^+ , определяемое их суммарной массой $2m_0$, так и внутренняя энергия $W_0 = 2m_0c^2$ при их аннигиляции не исчезает, а превращается в соответствующее количество вещественной материи уже среды физического вакуума, которая уносит с собой и внутреннюю энергию W_0 электрона и позитрона. Образующаяся из заряженных частиц e^- и e^+ электрона и позитрона вещественная материя среды физического вакуума нейтральна, но она способна поляризоваться в электрическом поле. В сильных электромагнитных полях нейтральная среда физического вакуума может поляризоваться до такой степени, что при определенных условиях (вблизи ядер или других частиц) может образовывать сгустки отдельно отрицательной и положительной вещественной материи, которые могут регистрироваться нами уже как, например, электроны и позитроны и т.д.

Таким образом, вещественная материя двух аннигилирующих частиц электрона и позитрона не превращается в некую мифическую материю электромагнитных полей двух γ -квантов, а превращается, опять же, в вещественную материю невидимой пока для наших регистрирующих приборов среды физического вакуума, которая и уносит с собой внутреннюю энергию W_0 (2.45) электрона и позитрона. Реальное существование материальной среды физического вакуума, которое подтверждается многочисленными экспериментальными и теоретическими фактами, заставляет считать современные представления об исчезновении “массы покоя” аннигилирующих частиц, превращении “массы покоя” в “массу движения”, превращении энергии покоя в энергию движения и т.д., как грубые приближения. При аннигиляции электрона и позитрона материя этих частиц из одного вида переходит в материю другого вида. Масса покоя, как определенная мера количества материи этих частиц, из одного вида переходит в массу покоя другого вида. Никакой “массы движения” у электромагнитных волн нет, а эффект передачи импульса электромагнитной волной, например, какой-либо частице или препятствию, есть результат определенного пондеромоторного

го электромагнитного механизма взаимодействия поперечной электромагнитной волны с зарядами данной частицы или преграды [32]. В природе происходит только превращение материи из одного вида в другой. При любых превращениях материя не теряет основных фундаментальных своих свойств, таких как дискретность, заряженность, инертность и т.д. Весь мир заполнен материальной средой физического вакуума, из лона которого рождаются новые частицы, тела, звезды, и в лоне которого исчезает материя распадающихся частиц, тел и звезд.

Литература

1. Блохинцев Д.И. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд-во. АН СССР, 1952. – С. 393.
2. Эйнштейн А. Эволюция физики, - М., Наука, 1948, 165.
3. Лебедев Т.А. О некоторых дискуссионных вопросах современной физики. – 1956.
4. Александров А.Д. Философское содержание и значение теории относительности. – 1959. – С. 20.
5. Лебедев Т.А. Рец. в кн. А.Манеева. К критике теории относительности. – 1960.
6. Львов Вл. Заметки о науке // Нева. – 1963. – № 1.
7. Dirac P. // Nature, V, – 1951. – 166.
8. Вавилов С.И. // Собр. соч., т. IV. – 1954. – С. 60.
9. Ландау Л.Д. // Вопросы философии. – 1959. – № 12. – С. 155.
10. Манеев А.К. К критике теории относительности. – 1960.
11. Николаев Г.В. О законах электродинамики и оптики во вращающихся относительно Земли системах отсчета // Деп. ВИНИТИ, № 2911-74.
12. Николаев Г.В., Окулов Б.В. К вопросу об экспериментальном обосновании принципа относительности // Деп. ВИНИТИ, № 3064-74.
13. Николаев Г.В. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета // Деп. ВИНИТИ, № 1937-75.
14. Николаев Г.В. Эффект Холла и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета // Деп. ВИНИТИ, № 2507-75.
15. Николаев Г.В. Об ограниченности методов классической и релятивистской электродинамики в условиях на поверхности Земли // Деп. ВИНИТИ, № 3277-75.
16. Николаев Г.В. О проверке фундаментальных соотношений на ИСЗ // Деп. ВИНИТИ, № 3429-75.?
17. Кузнецов И.В., Терлецкий Я.П. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд-во АН СССР, 1952. – С. 71.

18. Bagge E. Der Enericflu in der Elektrodynamik des polasisierbaren vakuums // Atomkernenergie. – 1971. – В. 17, № 2. – S. 143.
19. Гердов М.М. К вопросу о природе космологической постоянной и механизме гравитации вакуума // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т. 13, вып. 12. – С 704-705.
20. Kaempfle F.A. Theory of the electromagnetic vacuum // J. Phys. – 1953. – Vol. 31, No 4. – P. 497-500.
21. Dicke R.H. Rev. Mod. Rhys. – 1957. – Vol. 29, No 3. – P. 363-376.
22. Иваненко Д.Д., Бродский А. Взаимодействие гравитации с вакуумом частиц // Докл. АН СССР. – 1953. – Т. 92, № 4. – С. 731-734.
23. Champney D.C., Moon P.B. Absence of Doppler shift for gamma ray source and detector on same circular orbit. // Proc. Phys. Soc. – 1961. – Vol. A77. – P. 350-351.
24. Champney D.C., Isaac G.P., Khan M. An aether drift experiment based on the Mossbauer effect. // Phys. Lett. – 1963. – Vol. 7. – P. 241-243.
25. Cialdea R. // Lett. Nuovo Cim. – 1972. – Vol. 4, No 16. – P. 821-825.
26. Pogany B. Uber die Wiederholung des Haress-Sagnaschen Versuches. // Ann. Phys. – 1926. – Vol. 80. – P. 217-231.
27. Macek W.M., Davis D.T. Rotating note sensing with traveling-wave ring laser. // Appl. Phys. Lett. – 1963. Vol. 2. – P. 67-68.
28. Федоров Б.Ф., Шереметьев А.Г., Умников В.Н. Оптический квантовый гироскоп. – М.: Машиностроение, 1973.
29. Michelson A.A., Gale H. The effect of the Earth's rotation on the Velocity of light. // Astrophysic I. – 1925. – Vol. 61. – P. 140-145.
30. Fizean H. // Compt. rendu. – 1851. – Vol. 33. – P. 349-355; // Ann. d. chim. et phys. – 1859. – Vol. 57. – P. 385-404.
31. Macek W.M., Schneider I., Salamon R. // J. Appl. Phys. – 1964. – Vol. 35. – P. 2556.
32. Законы механики и электродинамики околосземного пространства. Кн. 1: Отчет НИР/ВНИЦентр; Исполн. Г.В. Николаев. № 74007254; Б324555. – Томск, 1974. – 551 с.

Глава 3. Вопросы электростатики вакуумной среды

1. Общее представление о среде физического вакуума

Выше были выявлены некоторые спорные проблемы классической электродинамики “пустого” пространства, которые появились в результате введения в физику абстрактных представлений об электрическом поле как о некой самостоятельной физической субстанции. Однако следует отметить, что на начальном этапе развития представлений об электричестве, когда все реальное пространство мыслилось заполненным универсальной мировой средой – эфиром или, в более современном понимании, физическим вакуумом, подобные проблемы в физике не возникали. Электрическое поле в вакууме рассматривалось как определенное возбужденное состояние или деформация вакуумной среды, а передача взаимодействия на расстояние от одного электрического заряда к другому предполагалась обусловленной упругими свойствами вакуумной среды. Но сторонники первоначальных теорий эфира встретились в свое время с серьезными затруднениями в интерпретации целого ряда других экспериментально установленных фактов. Наделенный противоречивыми гипотетическими свойствами эфир не вписывался, более или менее удовлетворительно, в рамках ни одной теории того времени, и в начале XX века в физике было введено представление об электрическом поле, как особой самостоятельной материальной сущности в абсолютно пустом пространстве. Теория “пустого пространства” особенно большого развития достигла в работах по СТО А. Эйнштейна и его сторонников [1, 2], в которых были предприняты попытки обобщения на открытоенно абстрактно-субъективной основе различных, выглядевших тогда разнменно, фактов реальной действительности. Например, исходные предпосылки специальной теории относительности А. Эйнштейна, этой абстрактной и субъективной, по своему существу, теории, основывались на представлениях о некоем абсолютно пустом нереальном пространстве. Явления реальной действительности в этой теории ставились в зависимость от точки зрения наблюдателя – субъекта, что соответствует провозглашению в физике, с философской точки зрения, явно субъективных не материалистических

методов отражения реальной действительности. Особенно наглядно абстрактно-субъективная сущность методов теории относительности пустого пространства проявились в том, что эти методы в физике сразу же привели к появлению в ней столь абстрактных и парадоксальных выводов, что логическое осмысление их стало просто невозможным, так как вступало в противоречие с логикой аксиоматических построений теории. Сложившаяся ситуация в физике начала XX века и настоящего времени довольно полно отражается и в самокритичных высказываниях некоторых видных физиков, которые достаточно авторитетно утверждают, например, что для понимания современной физики необходимо просто отвлечься от реального мышления и ничего больше. Однако не вызывает никакого сомнения, что подобные “рецепты” могут только значительно увеличить и без того уже абстрактную и парадоксальную сущность методов современной физики, практическая приложимость которых встречает все большие и большие затруднения. Несмотря на то, что справедливость принципа относительности СТО А. Эйнштейна, например, в своей основе ограничивается областью только абсолютно пустого нереального пространства инерциальных систем, выводы этой явно абстрактной теории со временем неправомерно стали распространять и на явления реальной действительности, конкретно в реальном околоземном пространстве гравитационного поля и физического вакуума, свойства которого, конечно же, существенно отличны от свойств пустого нереального пространства специальной теории относительности. Вполне естественно, что накопившиеся за столь длительный период господства абстрактно-субъективных методов в физике многочисленные трудности и парадоксы, которые особенно многочисленны в таких областях физики, как электростатика, электродинамика и оптика, вынуждают физиков пересматривать свои точки зрения и отказываться от абстрактных представлений о пустом пространстве, рассматривая физический вакуум конкретного реального околоземного пространства как особую материальную среду, заполняющую собой все окружающее нас мировое пространство.

2. Поляризационные свойства среды физического вакуума и взаимодействие зарядов

Рассмотрим взаимодействие одиночного заряда e^- с вакуумной средой реального пространства. Принимая во внимание поляризационные свойства вакуумной среды, определим энергию W_E электрического поля E одиночного заряда e^- через энергию поляризационных зарядов вакуумной среды.

Выделим поляризационный слой вакуумной среды толщиной dr на расстоянии r от заряда e^- (рис. 8).

Согласно условия теоремы Остроградского – Гаусса, для суммарного заряда e_0^+ вакуумной среды, индуцированного на поверхности сферы радиуса r , можно записать

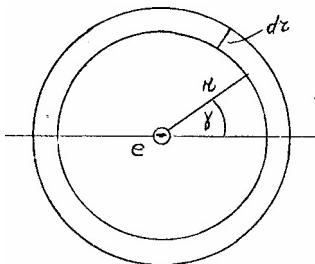


Рис. 8

$$e_0^+ = \frac{1}{4\pi} \oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S} \quad (3.1)$$

или, интегрируя по сфере S , находим

$$e_0^+ = \frac{1}{2} \int_0^\pi Er^2 \sin \gamma d\gamma = \frac{e^-}{2} \int_0^\pi \sin \gamma d\gamma = e^-, \quad (3.2)$$

т.е. поляризационный заряд e_0^+ вакуумной среды равен по величине заряду e^- , а по знаку – противоположен. Полагая, что суммарный поляризационный заряд e_0^+ вакуумной среды на сфере радиуса r образован поляризацией вакуума в сферическом слое толщиной dr , то, в среднем, перемещение каждого элементарного заряда δe_0^+ вакуумной среды можно принять равным $dr/2$. Соответственно, и перемещение суммарного поляризационного заряда e_0^+ в сферическом слое dr также можно положить равным $dr/2$. При перемещении поляризационного заряда e_0^+ вакуумной среды на пути $dr/2$ в сферическом слое dr будет совершена элементарная работа

$$dW = \frac{1}{2} \mathbf{F} d\mathbf{r} = \frac{1}{2} \mathbf{F} e_0^+ dr. \quad (3.3)$$

Перемещение одноименных зарядов e_0^- вакуумной среды в сферическом слое толщиной dr не связано с взаимодействием их с электрическим полем E исходного заряда e^- , так как, согласно условию теоремы Остроградского – Гаусса, за сферическим слоем с поляризационным зарядом e_0^+ электрическое поле E заряда e^- равно нулю. Соответственно, и энергия электрического поля E не тратится на перемещение одноименного поляризационного заряда e_0^- в сферическом слое dr . За сферическим слоем с поляризационным зарядом e_0^+ , одноименные поляризационные заряды e_0^- на сферическом слое dr сами стремятся удалиться на бесконечность за счет собственных электрических сил рассташивания, нодерживаются на слое dr силами внутренней упругой связи вакуумной среды. Для полной работы поляризации, или для полной энергии взаимодействия электрического поля E заряда e^- с вакуумной средой, можно, очевидно, записать

$$W = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{\infty} E e_0^- dr = \frac{ee_0}{2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{ee_0}{2r_0}. \quad (3.4)$$

С учетом (3.2) и принимая во внимание, что по своей величине заряды e_0 и e равны

$$|e_0^+| = |e_0^-| = e, \quad (3.5)$$

окончательно получим

$$W = \frac{e^2}{2r_0}. \quad (3.6)$$

Полученное выражение (3.6) для энергии взаимодействия электрического поля E заряда e с вакуумной средой количественно приводит к результатам, которые оказываются тождественными с результатом, определяемым известной функциональной зависимостью для энергии электрического поля W_E , записываемой в виде

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_v E^2 dv, \quad (3.7)$$

которая для случая энергии электрического поля одиночного заряда e дает

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_{r_0}^{\infty} \left(\frac{e}{r^2} \right) (4\pi r^2 dr) = \frac{e^2}{2r_0}. \quad (3.8)$$

Из сопоставления (3.6) и (3.8) напрашивается вывод, что известное значение энергии электрического поля W_E в действительности представляет собой ни

что иное, как энергию поляризации вакуумной среды. Если подынтегральное выражение (3.4) преобразовать к виду

$$W_E = \frac{1}{2} \int \frac{Ee_0 dr (4\pi r^2)}{(4\pi r^2)} = \frac{1}{8\pi} \int \frac{Ee_0}{r^2} dv \quad (3.9)$$

и, ввиду (3.2), формально допустить

$$\frac{e_0}{r^2} = \frac{e}{r^2} = E, \quad (3.10)$$

т.е. материальную сущность среды физического вакуума заменить некой материальной сущностью самого электрического поля E или, другими словами, просто исключить существование среды физического вакуума в реальном пространстве и считать, что электрическое поле E представляет собой некую самостоятельную материальную сущность в абсолютно пустом пространстве, то легко приходим к известной функциональной зависимости (3.7)

$$W = \frac{1}{8\pi} \int_v E^2 dv. \quad (3.11)$$

Таким образом, из сопоставления (3.7) и (3.11) можно уже заключить, что абстрактные методы пустого пространства являются весьма грубыми приближениями к реальной действительности, и использование этих методов в физике, как это и имело место в действительности, практически исключает возможность понять истинную природу электрического поля.

3. Энергия поляризации среды физического вакуума

Учитывая поляризационные свойства вакуумной среды, аналогичным образом представляется возможность рассмотреть взаимодействие, например, электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 от двух зарядов e_1 и e_2 , находящихся на расстоянии r_{12} друг от друга. Если принять во внимание (3.4), то для работы перемещения поляризационных зарядов вакуумной среды в этом случае, казалось бы, следовало записать

$$W_0 = \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_0 e_{0_{12}} d\mathbf{r}_0, \quad (3.12)$$

где

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \quad (3.13)$$

– суммарное электрическое поле в точках нахождения поляризационного заряда $e_{0_{12}}$. Относительно поляризационного заряда $e_{0_{12}}$ можно предположить, что

$$e_{0_{12}} = \frac{1}{4\pi} \oint_S \mathbf{E}_1 d\mathbf{S} + \frac{1}{4\pi} \oint_S \mathbf{E}_2 d\mathbf{S}. \quad (3.14)$$

Полагая

$$dS = 2\pi r_1^2 \sin \gamma d\gamma, \quad (3.15)$$

выражение (3.14) можно переписать

$$e_{0_{12}} = \frac{e_1}{2} \int_0^\pi \sin \gamma d\gamma + \frac{e_2}{2} \int_0^\pi \frac{r_1^2}{r_2^2} \cos \varphi \sin \gamma d\gamma, \quad (3.16)$$

где φ – угол между вектором \mathbf{E}_2 и нормалью к элементарной поверхности $d\mathbf{S}$. Учитывая (3.2), выражение (3.16) можно представить еще в виде

$$e_{0_{12}} = e_1 + \frac{e_2}{2} \int_0^\pi \frac{r_1^2(r_1 - r_{12} \cos \gamma) \sin \gamma d\gamma}{(r_1^2 + r_{12}^2 - 2r_1 r_{12} \cos \gamma)^{3/2}}. \quad (3.17)$$

Вещественное значение интеграл в (3.17) имеет только в случае $r_1 > r_{12}$, так как при $r_1 \leq r_{12}$ внутри сферы радиуса r_1 будет находиться только один заряд, и в этом случае получим

$$e_{0_{12}} = e_1. \quad (3.18)$$

При $r_1 > r_{12}$ решение (3.17) имеет тривиальный вид

$$e_{0_{12}} = e_1 + e_2. \quad (3.19)$$

Учитывая (3.2), для поляризационного заряда $e_{0_{12}}$ можно еще записать

$$e_{0_{12}} = e_{0_1} + e_{0_2}. \quad (3.20)$$

Принимая во внимание (3.12) и (3.20) и учитывая коллинеарность векторов \mathbf{E}_0 и $d\mathbf{r}_0$, для энергии взаимодействия электрического поля \mathbf{E}_0 с поляризационными зарядами e_{0_1} и e_{0_2} вакуума будем иметь

$$W_0 = \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_0 (e_{0_1} + e_{0_2}) d\mathbf{r}_0 \quad (3.21)$$

или, с учетом еще (3.13),

$$W_0 = \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_1 (e_{0_1} + e_{0_2}) d\mathbf{r}_0 + \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_2 (e_{0_1} + e_{0_2}) d\mathbf{r}_0. \quad (3.22)$$

Однако ввиду уже явной неколлинеарности векторов \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 и $d\mathbf{r}_0$ из (3.22) следует весьма странный, с физической точки зрения, вывод, что действие

электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 на поляризационные заряды e_{0_1} и e_{0_2} вакуумной среды приводит к смещению их не в направлении действующих на них сил

$$\mathbf{F}'_1 = \mathbf{E}_1 e_{0_1}, \quad \mathbf{F}''_1 = \mathbf{E}_1 e_{0_2}, \quad (3.23)$$

$$\mathbf{F}'_2 = \mathbf{E}_2 e_{0_1}, \quad \mathbf{F}''_2 = \mathbf{E}_2 e_{0_2}. \quad (3.24)$$

В свою очередь, вычисление (3.22) также не приводит к приемлемым значениям и для энергии электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 в отдельности для одного и другого заряда. Проведенные исследования показывают, что при рассмотрении взаимодействия поляризационных зарядов e_{0_1} и e_{0_2} вакуумной среды с электрическими полями \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 от двух зарядов e_1 и e_2 оказывается необходимым строго дифференцировать взаимодействие каждого поляризационного заряда e_{0_1} и e_{0_2} вакуумной среды с одним \mathbf{E}_1 и другим \mathbf{E}_2 электрическим полем. Другими словами, любой элементарный поляризационный заряд δe_{0_1} вакуумной среды, индуцированный электрическим полем \mathbf{E}_1 , свершает работу δA , как при перемещении в электрическом поле \mathbf{E}_1

$$\delta A_1 = \frac{1}{2} \mathbf{E}_1 \delta e_{0_1} d\mathbf{r}_1, \quad (3.25)$$

так и при перемещении в электрическом поле \mathbf{E}_2

$$\delta A_2 = \frac{1}{2} \mathbf{E}_2 \delta e_{0_1} d\mathbf{r}_2, \quad (3.26)$$

причем, перемещение поляризационного заряда δe_{0_1} всегда совпадает с направлением действующей на него электрической силы. С учетом сказанного, для полной энергии W_0 двух взаимодействующих между собой электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 , вместо выражения (3.22) оказывается необходимым записать

$$W_0 = \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_1 (e_{0_1} + e_{0_2}) d\mathbf{r}_1 + \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_2 (e_{0_1} + e_{0_2}) d\mathbf{r}_2, \quad (3.27)$$

что соответствует

$$W_0 = \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_1 e_{0_1} d\mathbf{r}_1 + \frac{1}{2} \left(\int \mathbf{E}_1 e_{0_2} d\mathbf{r}_1 + \int \mathbf{E}_2 e_{0_1} d\mathbf{r}_2 \right) + \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_2 e_{0_2} d\mathbf{r}_2, \quad (3.28)$$

Выражение в круглых скобках представляет собой энергию взаимодействия электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 между собой, между тем как первый и последний члены, согласно (3.6), (3.8), представляют собой собственную энергию электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 . Для первого (четвертого) интеграла в (3.28), при интегрировании по переменной $r_1(r_2)$, областью существования поляри-

зационного заряда e_{0_1} (e_{0_2}) на сфере радиуса r_1 (r_2) является все пространство от $r'_1 = 0$ ($r'_2 = 0$) до $r''_1 = \infty$ ($r''_2 = \infty$). В случае же элементарных зарядов e_{01} и e_{02} конечных размеров $r'_1 = r_0$ и $r'_2 = r_0$, областью существования поляризационных зарядов e_{0_1} и e_{0_2} соответственно на сферах радиуса r_1 и r_2 будет все пространство вне объема $\delta V_{01} = \delta V_{02} = \delta V_0 = \frac{3}{4}\pi r_0^3$ элементарных зарядов. Для первого же интеграла в круглых скобках в (3.28), при интегрировании по переменной r_1 , областью существования поляризационного заряда e_{02} от электрического поля E_2 является все пространство вне сферы радиуса $r_1 = r_{12}$. Для любой сферы радиуса $r_1 < r_{12}$ электрический заряд e_2 , индуцирующий электрическое поле E_2 , оказывается вне сферы, и по условию теоремы Остроградского – Гаусса суммарный поляризационный электрический заряд e_{02} вакуумной среды на данной сфере оказывается равным нулю. Аналогично и для второго интеграла в круглых скобках пределы интегрирования должны быть ограничены снизу сферой радиуса $r_2 = r_{12}$. Представляя в (3.28) пределы интегрирования для случая точечных зарядов e_1 и e_2 , находим

$$W_0 = \frac{e_1 e_{01}}{2} \int_0^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2} + \frac{e_1 e_{02}}{2} \int_{r_{12}}^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2} + \frac{e_2 e_{01}}{2} \int_{r_{12}}^{\infty} \frac{dr_2}{r_2^2} + \frac{e_2 e_{02}}{2} \int_0^{\infty} \frac{dr_2}{r_2^2}, \quad (3.29)$$

что дает

$$W_0 = \left. \frac{e_1 e_{01}}{2 r_1} \right|_0^\infty + \left. \frac{e_1 e_{02}}{2 r_{12}} + \frac{e_2 e_{01}}{2 r_{12}} + \frac{e_2 e_{02}}{2 r_2} \right|_0^\infty. \quad (3.30)$$

Или, учитывая (3.19), (3.20),

$$W_0 = \left. \frac{e_1^2}{2 r_1} \right|_0^\infty + \left(\left. \frac{e_1 e_2}{2 r_{12}} + \frac{e_2 e_1}{2 r_{21}} \right) + \left. \frac{e_2 e_{01}}{2 r_2} \right|_0^\infty. \quad (3.31)$$

Аналогично, для случая зарядов e_1 и e_2 конечных размеров для выражений соответственно (3.29) и (3.31) будем иметь

$$W_0 = \frac{e_1 e_{01}}{2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2} + \frac{e_1 e_{02}}{2} \int_{r_{12}}^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2} + \frac{e_2 e_{01}}{2} \int_{r_{21}}^{\infty} \frac{dr_2}{r_2^2} + \frac{e_2 e_{02}}{2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr_2}{r_2^2} \quad (3.32)$$

и

$$W_0 = \left. \frac{e_1^2}{2 r_0} \right. + \left(\left. \frac{e_1 e_2}{2 r_{12}} + \frac{e_2 e_1}{2 r_{21}} \right) + \left. \frac{e_2^2}{2 r_0} \right., \quad (3.33)$$

где r_0 – радиус зарядов e_1 и e_2 . Анализируя (3.30), можно заметить, что средний член в круглых скобках (3.31) представляет собой энергию взаимодействия W_{12} электрического поля E_1 с поляризационным зарядом e_{02} вакуумной среды, индуцированным электрическим полем E_2 , и энергию взаимодействия W_{21} электрического поля E_2 с поляризационным зарядом e_{01} вакуумной среды, индуцированным электрическим полем E_1 , т.е.

$$U = W_{12} + W_{21} = \frac{e_1 e_{02}}{2r_{12}} + \frac{e_2 e_{01}}{2r_{21}} = \frac{e_1 e_2}{2r_{12}}. \quad (3.34)$$

Однако то же самое значение (3.34) для энергии взаимодействия двух точечных зарядов e_1 и e_2 получается и при общепринятом выводе [3, 4]

$$U = \phi_1 e_2 = \frac{e_1 e_2}{2r_{12}}, \quad (1.35)$$

основанном, как известно, на принципе дальности действия и допущении отсутствия в рассматриваемом пространстве любой материальной среды. Следовательно, проведенный выше формальный переход от (3.34) к (3.35), по существу своему, эквивалентен просто подмене реального пространства среды физического вакуума на нереальное пустое пространство, со всеми вытекающими отсюда последствиями. Если в выражении (3.35) физический смысл действительной природы энергии взаимодействия электрических полей E_1 и E_2 зарядов e_1 и e_2 в пустом пространстве оказывается просто недоступным для понимания, то в выражении (3.34) действительная природа энергии взаимодействия электрических полей E_1 и E_2 зарядов e_1 и e_2 в среде физического вакуума поддается уже логическому осмыслению.

Следует еще отметить, что полученная новая функциональная зависимость (3.29) для энергии взаимодействия U электрических полей E_1 и E_2 между собой через взаимодействие этих полей с поляризационными зарядами вакуумной среды в виде

$$U = \frac{e_1 e_{02}}{2} \int_{r_{12}}^{\infty} \frac{dr_1}{r_1^2} + \frac{e_2 e_{01}}{2} \int_{r_{21}}^{\infty} \frac{dr_2}{r_2^2}, \quad (3.36)$$

конечно же, ни в коей мере не соответствует найденной в первой части зависимости для энергии взаимодействия электрических полей E_1 и E_2 вида

$$U = \frac{1}{8\pi} \int_{\Delta v}^{\infty} E_1 E_2 dv + \frac{1}{8\pi} \int_{\Delta v}^{\infty} E_2 E_1 dv, \quad (3.37)$$

хотя количественно они и приводят к эквивалентным результатам. Во-первых, если в (3.37) необходимость ограничения снизу предела интегриро-

вания, как это было показано ранее, никак не следует из общего выражения для полной энергии W_0 результирующего электрического поля \mathbf{E}_0 , записываемого в виде

$$\begin{aligned} W_0 = & \frac{1}{8\pi} \int_0^\infty E_0^2 dv = \frac{1}{8\pi} \int_0^\infty E_1^2 dv + \\ & + \frac{1}{8\pi} \left(\int_0^\infty \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 dv + \int_0^\infty \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_1 dv \right) + \frac{1}{8\pi} \int_0^\infty E_2^2 dv, \end{aligned} \quad (3.38)$$

то в (3.29) необходимость ограничения предела интегрирования снизу автоматически следует из условия (3.14) выполнения теоремы Остроградского – Гаусса. Во-вторых, выражение для энергии взаимодействия U из (3.28)

$$U = \frac{1}{2} \int_{r_2}^\infty E_1 e_{02} dr_1 + \frac{1}{2} \int_{r_1}^\infty E_2 e_{01} dr_2 \quad (3.39)$$

не приводится точно к виду (3.37). Например, если в (3.39) элементарные работы δW_1 и δW_2

$$\delta W_1 = \frac{1}{2} \mathbf{E}_1 e_{02} d\mathbf{r}_1, \quad (3.40)$$

$$\delta W_2 = \frac{1}{2} \mathbf{E}_2 e_{01} d\mathbf{r}_2 \quad (3.41)$$

совершаются при перемещении поляризационных зарядов e_{02} и e_{01} по направлениям $d\mathbf{r}_1$ и $d\mathbf{r}_2$, совпадающим с направлением действующих на эти заряды сил \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2

$$\mathbf{F}_1 = \mathbf{E}_1 e_{02}, \quad \mathbf{F}_2 = \mathbf{E}_2 e_{01}, \quad (3.42)$$

то в (3.37) представление об элементарных работах δW_1 и δW_2

$$\delta W_1 = \frac{1}{8\pi} E_1 E_2 \sin \varphi_1 dv = \frac{1}{2} E_1 e_2 \cos \varphi_1 dr_2, \quad (3.43)$$

$$\delta W_2 = \frac{1}{8\pi} E_2 E_1 \cos \varphi_2 dv = \frac{1}{2} E_2 e_1 \cos \varphi_2 dr_1 \quad (3.44)$$

или, что то же

$$\delta W_1 = \frac{1}{2} \mathbf{E}_1 e_2 d\mathbf{r}_2, \quad (3.45)$$

$$\delta W_2 = \frac{1}{2} \mathbf{E}_2 e_1 d\mathbf{r}_1 \quad (3.46)$$

является, по существу, формальным, так как эти работы связываются с перемещением фиктивных зарядов e_2 и e_1 в точках наблюдения, отстоящих от истинного положения зарядов e_2 и e_1 соответственно на расстояниях r_2 и r_1 . К тому же, согласно (3.45), (3.46), перемещение зарядов e_2 и e_1 по направлениям $d\mathbf{r}_2$ и $d\mathbf{r}_1$ не соответствует направлениям действующих на эти заряды соответствующих сил \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 (по направлениям $d\mathbf{r}_1$ и $d\mathbf{r}_2$)

$$\mathbf{F}_1 = \mathbf{E}_1 e_2, \quad \mathbf{F}_2 = \mathbf{E}_2 e_1. \quad (3.47)$$

С физической точки зрения, интерпретация элементарных работ δW_1 (3.45) и δW_2 (3.46) оказывается в значительной степени затруднительной. Непонятно вообще, какой физический смысл может представлять работа в записях вида δW_1 (3.45) и δW_1 (3.46) с фиктивными зарядами e_2 и e_1 (в записях (3.40), (3.41) им соответствуют поляризационные заряды e_{02} и e_{01} вакуумной среды), хотя, с другой стороны, записи (3.40), (3.41) и (3.45), (3.46), в какой-то степени, весьма схожи между собой. Из сравнения (3.40), (3.41) и (3.45), (3.46), в частности, видно, что фиктивные заряды e_2 и e_1 в (3.45), (3.46) представляют собой ни что иное, как поляризационные заряды e_{02} и e_{01} вакуумной среды, однако без вывода (3.40), (3.41) таких заключений относительно истинного физического смысла фиктивных зарядов e_2 и e_1 сделать было бы невозможно. Формально выражение (3.39) может быть приведено к виду, схожему с (3.37), если в (3.39) вместо поляризационных зарядов e_{02} и e_{01} подставить численно равные им заряды e_2 и e_1 , т.е.

$$U = \frac{1}{2} \int_{r_2}^{\infty} E_1 e_2 \left(\frac{r_2^2}{r_1^2} \right) \left(\frac{4\pi r_1^2}{4\pi r_1^2} \right) dr_1 + \frac{1}{2} \int_{r_2}^{\infty} E_2 e_1 \left(\frac{r_1^2}{r_2^2} \right) \left(\frac{4\pi r_2^2}{4\pi r_2^2} \right) dr_2. \quad (3.48)$$

В этом случае, переходя от реальной вакуумной среды к абстрактному пространству, будем иметь

$$U = \frac{1}{8\pi} \int_{\Delta v_1}^{\infty} E_1 E_2 \left(\frac{r_2^2}{r_1^2} \right) dv_1 + \frac{1}{8\pi} \int_{\Delta v_2}^{\infty} E_2 E_1 \left(\frac{r_1^2}{r_2^2} \right) dv_2. \quad (3.49)$$

Из (3.37) и (3.49) видно наличие существенного отличия в выражениях для энергии взаимодействия электрических полей \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 .

4. Энергия взаимодействия электрического поля с вакуумной средой

После установления функциональной зависимости для полной энергии взаимодействия W_0 (3.27) электрического поля E_0 с вакуумной средой системы из двух зарядов e_2 и e_1 , можно перейти к определению полной энергии взаимодействия электрического поля E_0 с вакуумной средой системы из n зарядов. Предварительно выпишем известные выражения для полной собственной энергии W_{E_0} системы из n точечных электрических зарядов, заключенной в объеме v_0 ,

$$W_{E_0} = \sum_i^n W_{E_i} = \frac{1}{2} \sum_i^n \frac{e_i^2}{r_{0i}}, \quad (3.50)$$

и для полной потенциальной энергии взаимодействия системы из n точечных зарядов, заключенных в объеме v_0 ,

$$U_0 = \frac{1}{2} \sum_{i,k}^n \frac{e_i e_k}{r_{ik}} \quad (i \neq k), \quad (3.51)$$

определеняемых известными методами, основанными на представлениях абстрактного пустого пространства и принципа дальнодействия. В соответствии же с (3.27), (3.28), для полной энергии взаимодействия электрического поля E_0 с вакуумной средой системы из n точечных зарядов, заключенных в объеме v_0 , получаем выражение

$$W_0 = \frac{1}{2} \int_0^\infty \sum_i^n E_i e_{0i} dr_i + \frac{1}{2} \int_0^\infty \sum_{i,k}^n E_i e_{0k} dr_i \quad (i \neq k). \quad (3.52)$$

Первый член справа в (3.52) представляет собой энергию поляризации зарядов e_{0i} вакуумной среды в электрических полях E_i , которыми они индуцированы. Второй же член (3.52) представляет собой энергию поляризации зарядов e_{0k} вакуумной среды в электрических полях E_i , которые данные поляризационные заряды не индуцируют. Если же исходить из известных представлений об энергии электрического поля W_0 согласно (3.50), (3.51), то первый член (3.52) представляет собой ни что иное, как полную собственную энергию W_{E_0} электрического поля системы точечных зарядов $\sum_i e_i$, а

второй член – полную потенциальную энергию взаимодействия U_0 системы точечных зарядов между собой

$$W_0 = W_{E_0} + U_0, \quad (3.53)$$

где

$$W_{E_0} = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \sum_i^n E_i e_{0i} dr_i, \quad (3.54)$$

$$U_0 = \frac{1}{2} \int_{r_{ik}}^{\infty} \sum_{i,k}^n E_i e_{0k} dr_i \quad (i \neq k). \quad (3.55)$$

В количественном выражении функциональные зависимости (3.50), (3.51) и (3.54), (3.55) приводят к одним и тем же результатам. Однако, несмотря на тождественность результатов для собственной энергии W_{E_0} и для потенциальной энергии взаимодействия U_0 , получаемых согласно выражений (3.50), (3.51) и (3.54), (3.55) (при условии формальных подстановок $e_{0i} = e_i$ и $e_{0k} = e_k$), между ними имеются и принципиальные отличия. В частности, согласно формальной сущности, заложенной в выражениях (3.50) и (3.51), собственная энергия W_{E_0} и потенциальная энергия взаимодействия U_0 заключенной в объеме v_0 системы зарядов $\sum e_i$ предполагается локализованной, естественно, только внутри рассматриваемого объема v_0 . В пространстве вне объема v_0 , где электрические заряды отсутствуют, отсутствуют и энергии $W'_{E_0} = 0$ и $U'_0 = 0$. Кроме того, согласно (3.50), (3.51), определение энергии всей системы зарядов W_0 основывается только на представлениях о точечных электрических зарядах и расстояниях между ними, при этом представление об электрическом поле как таковом вообще лишено какого-либо реального физического смысла. Согласно же формальной сущности, заложенной в выражениях (3.54), (3.55), собственная энергия W_{E_0} и потенциальная энергия взаимодействия U_0 системы зарядов $\sum e_i$ предполагаются локализованными не только внутри объема v_0 , но и вне его. Другими словами, электрические заряды системы $\sum e_i$, распределенные в замкнутом объеме v_0 , взаимодействуют сами с собой и между собой не только через пространство внутри данного объема v_0 , но и через пространство, которое находится вне замкнутого объема v_0 . Такое взаимодействие в реальной действительности может быть возможным только при условии полевого характера передачи взаимодействия как от одного заряда к другому и ко всему окружающему пространству, так и при условии реальности существования среды физического вакуума, заполняющей все окружающее заряды пространство как внутри, так и вне выделенного замкнутого объема v_0 . Конечно, для полной энергии W_0 системы зарядов $\sum e_i$, заключенной в объеме v_0 , формально может

жет быть записано еще и общепринятое выражение вида (3.38), т.е.

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int_0^\infty E_0^2 dv = \frac{1}{8\pi} \sum_i^\infty E_i^2 dv_i + \frac{1}{8\pi} \int_0^\infty \sum_{i,k} \mathbf{E}_i \mathbf{E}_k dv_{ik} \quad (i \neq k), \quad (3.56)$$

однако применимость данного выражения для системы зарядов следует считать ограниченной, так как не удается найти удовлетворительного обоснования ограничениям на нижний предел интегрирования $\Delta v_{i,k}$ во втором интеграле справа в (3.56), определяющего энергию взаимодействия U_0 электрических полей \mathbf{E}_i и \mathbf{E}_k между собой в виде

$$U_0 = \frac{1}{8\pi} \int_{\Delta v_{ik}}^\infty \sum_{i,k} \mathbf{E}_i \mathbf{E}_k dv_{ik} \quad (i \neq k). \quad (3.57)$$

В свою очередь, ограниченность в применимости выражения (3.57) свидетельствует собой в пользу того, что даже с полевой точки зрения непосредственное взаимодействие электрических полей \mathbf{E}_i и \mathbf{E}_k между собой оказывается, очевидно, также маловероятным. Естественно возникает вопрос, чем же тогда вызвана столь большая применимость ограниченного в своей основе выражения (3.56) в физике, и насколько корректны доказательства, используемые для вывода и обоснования этого выражения. Для ответа на этот вопрос следует более подробно остановиться на некоторых математических приемах, с помощью которых устанавливается формальная взаимосвязь между (3.56) и (3.50), (3.51).

5. Анализ известных представлений об энергии электрического поля

В книге [5] для полной энергии W_0 результирующего электрического поля E_0 системы зарядов $\sum e_i$ используется общепринятая запись

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int_v E_0^2 dv, \quad (3.58)$$

где интеграл берется по всему пространству v . Подстановка в (3.58) известного равенства

$$\mathbf{E}_0 = -\text{grad } \phi \quad (3.59)$$

преобразует его к виду

$$W_0 = -\frac{1}{8\pi} \int_v \mathbf{E}_0 \operatorname{grad} \varphi dv . \quad (3.60)$$

Согласно правила применения оператора Гамильтона, запись (3.60) заменяется, казалось бы, эквивалентной записью

$$W_0 = -\frac{1}{8\pi} \int_v \operatorname{div}(\mathbf{E}_0 \varphi) dv + \frac{1}{8\pi} \int_v \varphi \operatorname{div} \mathbf{E}_0 dv , \quad (3.61)$$

где первый член справа, по условию теоремы Гаусса, может быть представлен еще в виде

$$W_0 = -\frac{1}{8\pi} \int_S \varphi \mathbf{E}_0 dS + \frac{1}{8\pi} \int_v \varphi \operatorname{div} \mathbf{E}_0 dv . \quad (3.62)$$

Так как первый интеграл в (3.62) берется по поверхности S , ограничивающей объем интегрирования v , а интегрирование производится по всему пространству, то на бесконечности можно положить $E_0 = 0$, $\varphi = 0$, и первый интеграл оказывается равным нулю. В результате выражение (3.62) оказывается равным

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int_v \varphi \operatorname{div} \mathbf{E}_0 dv . \quad (3.63)$$

Принимая во внимание, что

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_0 = 4\pi\rho \quad (3.64)$$

для полной энергии W_0 системы зарядов $\sum e_i$ устанавливаем выражение

$$W_0 = \frac{1}{2} \int_v \rho \varphi dv . \quad (3.65)$$

Переходя от непрерывного распределения заряда к дискретному

$$\rho = \sum_i e_i \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'_i) , \quad (3.66)$$

выражение (3.65) преобразуется к окончательному виду

$$W_0 = \frac{1}{2} \sum_i \varphi_i e_i \int \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'_i) dv' = \frac{1}{2} \sum_i \varphi_i e_i , \quad (3.67)$$

где φ_i – потенциал поля от всех зарядов в точке нахождения i -го заряда. Если из суммы (3.67) выделить члены, обозначающие взаимодействие зарядов e_i с собственным полем φ'_i

$$W_0 = \frac{1}{2} \sum_i \varphi'_i e_i , \quad (3.68)$$

то выражение (3.67) для полной энергии W_0 может быть представлено в виде

$$W_0 = \frac{1}{2} \sum_i \varphi'_i e_i + \frac{1}{2} \sum_{i,k} \varphi_k e_i \quad (i \neq k) \quad (3.69)$$

или

$$W_0 = \frac{1}{2} \sum_i \frac{e_i^2}{r_0} + \frac{1}{2} \sum_{i,k} \frac{e_i e_k}{r_{ik}} \quad (i \neq k) \quad (3.70)$$

где $\varphi_k = e_k / r_{ik}$ – потенциал поля от k -го заряда в точке нахождения i -го заряда,

r_0 – радиус сферического заряда e_i .

Из сопоставления с (3.50), (3.51) видно, что выражение (3.70) действительно оказывается полностью эквивалентным. В частности, в простейшем случае для системы из двух зарядов e_1 и e_2 , в согласии как с (3.50), (3.51), так и с (3.70), находим

$$W_0 = \frac{e_1^2}{2r_0} + \left(\frac{e_1 e_2}{2r_{12}} + \frac{e_2 e_1}{2r_{21}} \right) + \frac{e_2^2}{2r_0}. \quad (3.71)$$

Исходя из полученного тождества, делается вывод, что записи (3.69), (3.70) полностью эквивалентны записи (3.58). Однако в действительности эквивалентность эта оказывается формальной, так как прямое решение (3.58), например, для случая энергии системы из двух зарядов e_1 и e_2 приводит к результату

$$W_0 = \frac{e_1^2}{2r_0} + \left(\left. \frac{e_1 e_2}{2r_1} \right|_0^\infty + \left. \frac{e_2 e_1}{2r_2} \right|_0^\infty \right) + \frac{e_2^2}{2r_0}, \quad (3.72)$$

существенно отличному от (3.71). Причину расхождения (3.71) и (3.72) легко установить, если обратиться к формальным преобразованиям (3.60), (3.61), (3.62). Для наглядности рассмотрим выражение (3.60) применительно, например, к случаю системы из двух зарядов e_1 и e_2 . В этом случае, в аналогичной последовательности, можно записать

$$\begin{aligned} W_0 &= \frac{1}{8\pi} \int \mathbf{E}_0^2 dv = \frac{1}{8\pi} \int (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \operatorname{grad}(\varphi_1 + \varphi_2) dv = \\ &= -\frac{1}{8\pi} \int \mathbf{E}_1 \operatorname{grad} \varphi_1 dv - \frac{1}{8\pi} \int \mathbf{E}_1 \operatorname{grad} \varphi_2 dv - \\ &\quad - \frac{1}{8\pi} \int \mathbf{E}_2 \operatorname{grad} \varphi_1 dv - \frac{1}{8\pi} \int \mathbf{E}_2 \operatorname{grad} \varphi_2 dv. \end{aligned} \quad (3.73)$$

Далее, аналогично переходу от (3.60) к (3.61) и к (3.63), будем иметь

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} \int \phi_1 \operatorname{div} \mathbf{E}_1 dv + \frac{1}{8\pi} \int \phi_1 \operatorname{div} \mathbf{E}_2 dv + \\ \frac{1}{8\pi} \int \phi_2 \operatorname{div} \mathbf{E}_1 dv + \frac{1}{8\pi} \int \phi_2 \operatorname{div} \mathbf{E}_2 dv \quad (3.74)$$

и

$$W_0 = \frac{1}{2} \int \rho_1 \phi_1 dv + \frac{1}{2} \int \rho_2 \phi_1 dv + \frac{1}{2} \int \rho_1 \phi_2 dv + \frac{1}{2} \int \rho_2 \phi_2 dv. \quad (3.75)$$

Учитывая [4], что

$$\rho_1 = e_1 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}'_1), \quad \rho_2 = e_2 \delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}'_2), \quad (3.76)$$

для полной энергии W_0 окончательно находим

$$W_0 = \frac{1}{2} \phi_1 e_1 + \left(\frac{1}{2} \phi_1 e_2 + \frac{1}{2} \phi_2 e_1 \right) + \frac{1}{2} \phi_2 e_2 \quad (3.77)$$

или, в другом виде

$$W_0 = \frac{e_1^2}{2r_1} + \left(\frac{e_2 e_1}{2r_{12}} + \frac{e_1 e_2}{2r_{21}} \right) + \frac{e_2^2}{2r_2}. \quad (3.78)$$

От полной энергии W_0 (3.78) можно перейти к элементарной

$$dW_0 = -\frac{e_1^2}{2r_1^2} dr_1 - \left(\frac{e_2 e_1}{2r_1^2} dr_1 + \frac{e_1 e_2}{2r_2^2} dr_2 \right) - \frac{e_2^2}{2r_2^2} dr_2 \quad (3.79)$$

или

$$dW_0 = -\frac{1}{2} E_1 e_1 dr_1 + \left(\frac{1}{2} E_1 e_2 dr_1 + \frac{1}{2} E_2 e_1 dr_2 \right) + \frac{1}{2} E_2 e_2 dr_2. \quad (3.80)$$

Используя преобразования (3.43), (3.44), попробуем записать соответствующее выражение для элементарной работы $\underline{\delta W_0}$ для (3.80)

$$dW_0 = -\frac{1}{2} E_1 e_1 dr_1 - \left(\frac{1}{2} E_1 e_2 \cos \varphi_1 dr_1 + \frac{1}{2} E_2 e_1 \cos \varphi_2 dr_2 \right) - \frac{1}{2} E_2 e_2 dr_2, \quad (3.81)$$

которое оказывается уже явно не эквивалентным (3.80).

Таким образом, с математической точки зрения, вроде бы корректный переход от (3.73) к (3.74) (аналогичный переходу от (3.60) к (3.61)), приводит к весьма заметному отличию конечных результатов (3.80) и (3.81), когда учитываются реальные процессы в среде физического вакуума. Однако если, с математической точки зрения, корректность перехода от (3.73) к (3.74) действительно, казалось бы, является безупречной, то, с физической точки зрения, различия между выражениями (3.73) и (3.74) оказываются просто разительными. Например, если для второго члена (3.73) выбрать элементарный объем dv_1 интегрирования вблизи точечного заряда e_1 , для которого

можно положить $E \rightarrow \infty$ и $\text{grad } \varphi_2 = \text{const}$, то для значения подынтегрального выражения будем иметь

$$\mathbf{E}_1 \cdot \text{grad } \varphi_2 \, dv_1 \rightarrow \infty. \quad (3.82)$$

Между тем как для этого же элементарного объема dv_1 в соответствующем члене (3.74) для подынтегрального выражения находим

$$\varphi_1 \cdot \text{div } \mathbf{E}_2 \, dv_1 = 0, \quad (3.83)$$

так как для точек внутри элементарного объема dv_1 имеем $\varphi_1 \rightarrow \infty$ и $\text{div } \mathbf{E}_2 = 0$. Если же теперь элементарный объем dv_2 выбрать уже вблизи другого точечного заряда e_2 , то для тех же членов (3.73), (3.74) соответственно устанавливаем

$$\mathbf{E}_1 \cdot \text{grad } \varphi_2 \, dv_2 \rightarrow \infty, \quad (3.84)$$

$$\varphi_1 \cdot \text{div } \mathbf{E}_2 \, dv_2 = 0, \quad (3.85)$$

т.е. в любом случае второй член (3.74) оказывается равным нулю. И только для случая, когда элементарный объем dv'_2 охватывает заряд e_2 , будем иметь

$$\mathbf{E}_1 \cdot \text{grad } \varphi_2 \, dv'_2 \rightarrow \infty, \quad (3.86)$$

$$\varphi_1 \cdot \text{div } \mathbf{E}_2 \, dv'_2 = \varphi_1(4\pi e_2) = \text{const}. \quad (3.87)$$

Из сопоставления результатов (3.80) и (3.81), (3.82) и (3.83), (3.84) и (3.85), (3.86) и (3.87) достаточно наглядно видно, что математический формализм перехода от (3.73) к (3.74) и от (3.60) к (3.61), с физической точки зрения, не является безупречным. Для того, чтобы окончательно понять, чем же все-таки вызвано отличие конечных результатов (3.58) и (3.65), следует обращаться к первому члену справа в выражении (3.61), который имеет вид

$$W = -\frac{1}{8\pi} \int \text{div}(\mathbf{E}_0 \varphi) \, dv. \quad (3.88)$$

Анализ (3.88) показывает, что для любого элементарного объема dv вблизи зарядов e_1 и e_2 подынтегральное выражение (3.88), вообще-то, не равно нулю, так как $\text{div}(\mathbf{E}_0 \varphi)$ вектора $\mathbf{E}_0 \varphi$ является уже двойной функцией координат и для любой точки пространства не может быть положена равной нулю. И только для точек пространства на бесконечности подынтегральное выражение (3.88) стремится к нулю. Вполне естественно, что и вся энергия W (3.88), определенная интегрированием по всему пространству, также не может быть положена равной нулю. Следовательно, переход от (3.61) к (3.62) также нельзя считать корректным. Вызывает определенные сомнения и операция (3.66) перехода от непрерывного распределения заряда в объеме v_0 к дискретному. С физической точки зрения, трудно допустить, чтобы сам процесс перехода зарядов из непрерывного распределения в дискретное и обратно не был бы связан с определенными энергетическими изменениями в системе.

Наконец, рассмотрим еще одно общепринятое доказательство эквивалентности энергий U_0 (3.51) и U_0 (3.57). В работе [3], в частности, для системы из двух зарядов e_1 и e_2 допускается, что если расстояние между зарядами e_1 и e_2 достаточно велико по сравнению с их размерами (точечные заряды), то выражение (3.51) для энергии взаимодействия U_0 этих зарядов сводится к выражению (3.57). Доказательство подобного допущения основывается на применении теоремы Грина

$$\int_v [\psi \nabla^2 \varphi + (\nabla \varphi)(\nabla \psi)] dv = \oint_S \psi \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS \quad (3.89)$$

к формуле

$$U_0 = \frac{2}{8\pi} \int_v \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 dv, \quad (3.90)$$

если векторы \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 выразить через градиенты соответствующих потенциалов φ_1 и φ_2 , т.е.

$$U_0 = \frac{1}{4\pi} \int_v (\nabla \varphi_1)(\nabla \varphi_2) dv. \quad (3.91)$$

Принимая во внимание (3.89) и выделив достаточно малую сферу S , охватывающую заряд e_2 , для (3.91) записывается выражение вида

$$U_0 = \frac{1}{4\pi} \oint_S \varphi_1 \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} dS - \frac{1}{4\pi} \int_v \varphi_1 \nabla^2 \varphi_2 dv. \quad (3.92)$$

Так как в пространстве объема v вне сферы S имеем

$$\nabla^2 \varphi_2 = \operatorname{div} \mathbf{E}_2 = 0, \quad (3.93)$$

то второй интеграл в (3.92) оказывается равным нулю. Учитывая же, что размеры сферы S положены много меньшими расстояния R между зарядами e_1 и e_2 , величину потенциала φ_1 на поверхности сферы S можно считать постоянной и равной e_1/R , откуда для (3.92) устанавливаем

$$U_0 = \frac{e_1}{4\pi R} \oint_S \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} dS = \frac{e_1}{4\pi R} \oint_S E_{2n} dS. \quad (3.94)$$

Воспользовавшись теоремой Гаусса

$$\oint_S E_n dS = 4\pi e, \quad (3.95)$$

для (3.94) окончательно находим

$$U_0 = e_1 e_1 / R. \quad (3.96)$$

Таким образом, казалось бы, опять получено точное соответствие между выражениями (3.90) и (3.96). Однако, вернемся к вопросу о применимости теоремы Грина (3.89) к выражению (3.90). Принимая во внимание, что в реальном пространстве около зарядов e_1 и e_2 могут существовать только их собственные электрические поля \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 или суммарное электрическое поле $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$, подвергнем исследованию те векторные поля, к которым применима теорема Грина (3.89). Прежде всего, следует обратить внимание на тот факт, что вывод и доказательство теоремы Грина основываются на использовании формулы Гаусса

$$\int_v \operatorname{div} \mathbf{A} dv = \oint_s A_n dS, \quad (3.97)$$

полагая вектор \mathbf{A} равным

$$\mathbf{A} = \psi \operatorname{grad} \varphi = \psi \nabla \varphi, \quad (3.98)$$

где ψ и φ – два произвольных скаляра. Так как

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \psi \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi + \operatorname{grad} \varphi \cdot \operatorname{grad} \psi = \psi \nabla^2 \varphi + (\nabla \varphi) \cdot (\nabla \psi) \quad (3.99)$$

и

$$A_n = \psi \operatorname{grad}_n \varphi = \psi \frac{\partial \varphi}{\partial n}, \quad (3.100)$$

то подстановка (3.99), (3.100) в (3.97) сразу же приводит нас к установлению соотношения Грина

$$\int_v [\psi \nabla^2 \varphi + (\nabla \varphi) \cdot (\nabla \psi)] dv = \oint_s \psi \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS, \quad (3.101)$$

где интеграл в правой части должен быть взят по замкнутой поверхности S , ограничивающей область интегрирования v . Из (3.101) можно выделить член, соответствующий (3.91):

$$\int_v (\nabla \varphi) \cdot (\nabla \psi) dv = \oint_s \psi \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS - \int_v \psi \nabla^2 \varphi dv. \quad (3.102)$$

Если допустить полную эквивалентность подынтегральных выражений (3.91) и (3.102), то из выражения (3.91) следует возможность существования в пространстве около зарядов e_1 и e_2 , кроме реальных векторов \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 и \mathbf{E}_0 , т.е.

$$\mathbf{E}_1 = \frac{e_1}{R_1^3} \mathbf{R}_1, \quad (3.103)$$

$$\mathbf{E}_2 = \frac{e_2}{R_2^3} \mathbf{R}_2, \quad (3.104)$$

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 \quad (3.105)$$

еще некоего исходного векторного поля \mathbf{E}_n , определяемого согласно (3.98), например, как

$$\mathbf{E}_n = \phi_2 \operatorname{grad} \phi_1 = \phi_2 \mathbf{E}_1 \quad (3.106)$$

или, ввиду произвольности скалярных величин ψ и ϕ в (3.98),

$$\mathbf{E}'_n = \phi_1 \mathbf{E}_2. \quad (3.107)$$

Из сопоставления (3.106), (3.107) с (3.103), (3.104), (3.105) можно уже заключить, что векторные поля \mathbf{E}_n (3.106) и \mathbf{E}'_n (3.107) никаким реальным полям \mathbf{E}_1 (3.103), \mathbf{E}_2 (3.104) или \mathbf{E}_0 (3.105), имеющимся в пространстве около рассматриваемых зарядов e_1 и e_2 , конечно же, соответствовать не могут. При допущении (3.106) и (3.107) вызывает определенные сомнения и физическое содержание формулы Гаусса (3.97), которая в этом случае приобретает вид

$$\int_v \operatorname{div}(\phi_2 \mathbf{E}_1) dv = \oint_S (\phi_2 \mathbf{E}_1)_n dS. \quad (3.108)$$

Более того, если при выводе соотношения Грина (3.101) заведомо исходить из реально существующего в пространстве около зарядов e_1 и e_2 векторного поля \mathbf{E}_0 (3.105), для которого теорема Гаусса

$$\int_v \operatorname{div} \mathbf{E}_0 dv = \oint_S E_{0n} dS \quad (3.109)$$

имеет вполне определенное физическое содержание, то, в согласии с (3.98), для вектора \mathbf{E}_0 следует записать

$$\mathbf{E}_0 = \psi \operatorname{grad} \phi = \psi \nabla \phi. \quad (3.110)$$

Откуда уже непосредственно устанавливаем

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_0 = \psi \nabla^2 \phi + (\nabla \phi)(\nabla \psi), \quad (3.111)$$

$$E_{0n} = \psi \frac{\partial \phi}{\partial n}, \quad (3.112)$$

и соотношение Грина принимает вид

$$\int_v [\psi \nabla^2 \phi + (\nabla \phi)(\nabla \psi)] dv = \oint_S \psi \frac{\partial \phi}{\partial n} dS. \quad (3.113)$$

Если из (3.113) выделить теперь член

$$\int_v (\nabla \phi)(\nabla \psi) dv = \oint_S \psi \frac{\partial \phi}{\partial n} ds - \int_v \psi \nabla^2 \phi dv \quad (3.114)$$

то, как с математической, так и с физической точек зрения, он не может уже соответствовать выражению

$$\int_v E_1 E_2 ds \quad (3.115)$$

так как (смотри (3.110)) $\nabla \varphi \neq E_2$ и, тем более, $\nabla \psi \neq E_1$.

Таким образом, из рассмотренного следует, что использование для выражения (3.90) соотношения Грина (3.89) в любом случае не представляется возможным.

Выводы.

В заключение, подводя итог проведенному выше рассмотрению некоторых вопросов электростатики вакуумной среды, можно сделать следующие выводы.

1. Макроскопически измеряемое электрическое поле в вакуумной среде по природе своей представляет собой определенное микроскопическое поляризационное состояние дискретной вакуумной среды.

2. Энергия поляризации вакуумной среды в пространстве около одиночного заряда тождественно равна известной величине энергии электрического поля W_E этого заряда и определяет ее физическую сущность.

3. Энергия поляризации вакуумной среды от системы двух или нескольких зарядов тождественно равна известной величине энергии W_{E_0} собственного электрического поля зарядов и энергии U_0 взаимодействия электрических зарядов между собой

$$W_0 = W_{E_0} + U_0$$

4. Энергия W_{E_0} собственного электрического поля зарядов в вакуумной среде обусловливается взаимодействием электрического поля зарядов с собственными поляризационными зарядами вакуумной среды. Энергия взаимодействия U_0 между зарядами в вакуумной среде обусловливается взаимодействием электрического поля одного заряда с поляризационными зарядами вакуумной среды от другого заряда.

5. Представление о реальности существования и поляризуемости вакуумной среды представляет, наконец, возможность установить, более или менее, конкретную природу электрического поля и устранить ряд трудно-

стей, противоречий и парадоксов в таких областях теории электричества, как электростатика и электродинамика.

ЛИТЕРАТУРА

1. У.И.Франкфурт. Специальная и общая теории относительности, Изд. "Наука", М., 1968.
2. У.И.Франкфурт, А.М.Френк. Оптика движущихся тел, Изд. "Наука", М., 1972.
3. И.Е.Тамм. Основы теории электричества, Изд. ФМЛ, М., 1976.
4. В.Г.Левич. Курс теоретической физики, т.1, Изд. ФМЛ, М., 1969.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц. Теория поля, Изд. ФМЛ, М., 1973.

Часть III

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА СРЕДЫ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Глава 1. Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда (1978 г.)

1. Определение магнитного поля от тока переноса и токов смещения уравнениями Максвелла

В квазистационарном приближении при $v \ll c$ магнитное поле в вакууме в пространстве около движущегося одиночного заряда может быть найдено из решения системы уравнений Максвелла [1–13]

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n, \quad (1.1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (1.2)$$

где \mathbf{j}_n – плотность элементарного тока переноса движущегося заряда. Опуская промежуточные операции, выпишем решение уравнений (1.1), (1.2) в виде [4, 7, 11]

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \int_V \frac{[\mathbf{j}_n \times \mathbf{R}]}{R^3} dV', \quad (1.3)$$

Переходя от непрерывного распределения заряда $j_n = \rho v$ к дискретному $j_n = ev \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, получим

$$\mathbf{H} = \frac{e}{c} \int_V \frac{[\mathbf{v} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')]\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV', \quad (1.4)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор точки наблюдения,

$|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| = R$ – расстояние от точки наблюдения до заряда e ,

\mathbf{r}' – переменная интегрирования.

Интегрирование (1.4) дает

$$\mathbf{H} = \frac{e}{c} \frac{[\mathbf{v} \times \mathbf{R}]}{R^3}. \quad (1.5)$$

Так как, согласно (1.5), максимум напряженности магнитного поля в пространстве около движущегося заряда e локализован в радиальном направлении по отношению к направлению его движения, то представляется естественно удобным указанное магнитное поле \mathbf{H} (1.5) определить в дальнейшем как **радиальное магнитное поле** \mathbf{H}_\perp движущегося заряда e . Однако следует отметить, что функциональная зависимость (1.5) определяет значение напряженности магнитного поля \mathbf{H} в точке наблюдения \mathbf{r} через физические характеристики заряда (величину заряда e и направление его движения \mathbf{v}) локализованного в пространственно удаленной от точки наблюдения точке \mathbf{r}_0 , т.е. зависимость (1.5) отражает собой известный в физике принцип дальнодействия [1]. Если же принять во внимание, что для напряженности электрического поля \mathbf{E} в точке наблюдения \mathbf{r} справедливо равенство

$$\mathbf{E} = \frac{e\mathbf{R}}{R^3}, \quad (1.6)$$

то выражение (1.5) может быть представлено еще в виде

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}]. \quad (1.7)$$

С физической точки зрения выражения в записях (1.5) и (1.7) существенно отличаются друг от друга в том отношении, что в (1.7) напряженность магнитного поля \mathbf{H} в точке наблюдения \mathbf{r} определяется уже через физические характеристики поля \mathbf{E} в этой же точке наблюдения, т.е. через величину и направление вектора электрического поля \mathbf{E} и скорости изменения (или смещения) его относительно неподвижной системы отсчета в полном соответствии с принципом близкодействия. Из (1.7) можно заключить, что для определения напряженности магнитного поля \mathbf{H} в пространстве около движущегося заряда e вовсе нет необходимости знать величину движущегося заряда e и расстояние до него от точки наблюдения. Вполне достаточно, если в точке наблюдения \mathbf{r} и в других точках пространства вне объема движущегося заряда e будут известны характеристики его электрического поля – величина и направление вектора электрического поля \mathbf{E} , а также направление и скорость его смещения относительно неподвижной лабораторной системы отсчета. Так как вектор электрического поля \mathbf{E} от движущегося заряда e как в точке наблюдения \mathbf{r} , так и в других точках в неподвижной системе отсчета не остается неизменным во времени

$$\mathbf{E}(t) = \frac{e\mathbf{R}(t)}{R^3(t)}, \quad (1.8)$$

то электрическое поле $\mathbf{E}(t)$ в пространстве вне объема заряда e должно достаточно полно характеризоваться величиной производной $\partial\mathbf{E}/\partial t$. Ввиду того, что производная $\partial\mathbf{E}/\partial t$ определяет плотность тока смещения

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.9)$$

то для определения магнитного поля \mathbf{H} в точке наблюдения \mathbf{r} в уравнении (1.1), казалось бы, можно полностью исключить из рассмотрения ток переноса движущегося заряда e , локализованного в ограниченном объеме δV_0 , в котором находится сам заряд e , и учесть только токи смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ (1.9), областью существования для которых является все пространство вне объема δV_0 . Принимая во внимание, что в общем случае магнитные свойства токов переноса и токов смещения принимаются полностью эквивалентными, так как эти токи одинаковым образом входят в правую часть исходного уравнения Максвелла [1], проведем оценку возможности полной замены токов переноса в уравнении (1.1) на токи смещения. В свою очередь, это даст возможность при решении уравнений Максвелла более полно использовать и физический принцип близкодействия.

Рассмотрим систему уравнений Максвелла для изменяющегося в пространстве электрического поля $\mathbf{E}(t)$ от движущегося заряда e в виде

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (1.10)$$

$$\text{div } \mathbf{H} = 0. \quad (1.11)$$

Для пространства вне объема δV_0 можно положить

$$\text{div } \mathbf{E} = 0. \quad (1.12)$$

Дифференцируя (1.6) по времени [4], можно записать

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t} = -\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} v_x + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial y} v_y + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} v_z, \quad (1.13)$$

что можно представить еще в виде

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{E}. \quad (1.14)$$

Принимая во внимание, что производная векторного произведения расписывается как

$$\operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] = (\mathbf{E} \operatorname{grad})\mathbf{v} + (\mathbf{v} \operatorname{div})\mathbf{E} - (\mathbf{E} \operatorname{div})\mathbf{v}, \quad (1.15)$$

и учитывая, что $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$ и $\operatorname{grad} \mathbf{v} = 0$, будем иметь

$$\operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] = -(\mathbf{v} \operatorname{grad})\mathbf{E} + (\mathbf{v} \operatorname{div})\mathbf{E} \quad (1.16)$$

или

$$-(\mathbf{v} \operatorname{grad})\mathbf{E} = \operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] - (\mathbf{v} \operatorname{div})\mathbf{E}. \quad (1.17)$$

С учетом (1.17) перепишем (1.14)

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] - \mathbf{v} \operatorname{div} \mathbf{E}. \quad (1.18)$$

Так как для пространства вне объема δV_0 согласно (1.12) $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$, то из (1.18) непосредственно следует

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}]. \quad (1.19)$$

Подставляя (1.19) в (1.10), находим

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}]. \quad (1.20)$$

Решение (1.20), удовлетворяющее (1.11), будет

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}], \quad (1.21)$$

что эквивалентно (1.7).

Таким образом, полученные результаты (1.5), (1.7), (1.21) подтверждают допущение, что для описания магнитного поля \mathbf{H} (1.5), (1.7), (1.21) движущегося одиночного заряда e системой уравнений (1.1), (1.2) или (1.10), (1.11) вполне достаточно знать либо характеристики заряда e в объеме δV_0 , занимаемом самим зарядом (т.е. элементарный ток переноса), либо характеристики электрического поля \mathbf{E} в пространстве вне объема δV_0 (т.е. токи смещения). Из сравнения (1.5), (1.7), (1.21) видно, что оба подхода приводят к тождественным результатам, из которых следует, что в пространстве вне объема δV_0 движущегося заряда e индуцируется только одно радиальное магнитное поле

$$\mathbf{H}_\perp = \mathbf{H} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}], \quad (1.21)$$

$$\mathbf{H}_\perp = \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{e}{r^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{r}] \quad (1.22)$$

или

$$\mathbf{H}_\perp = \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi, \quad (1.23)$$

где φ – угол между радиусом-вектором \mathbf{r} и направлением движения заряда e .

Несмотря на то, что согласно современным представлениям токи переноса (токи проводимости) и токи смещения в вакууме представляют собой, в сущности, совершенно различные физические понятия, однако в отношении свойств индуцировать магнитные поля допускается определенная эквивалентность между ними. «Единственная общая их характеристика заключается в том, что они одинаковым образом возбуждают магнитное поле, т.е. одинаковым образом входят в правую часть уравнения Максвелла. Во всех же остальных отношениях эти токи резко отличаются друг от друга» [1]. Следовательно, известное ранее в науке представление о магнитном поле \mathbf{H}_\perp (1.22), (1.23), (1.24) ограничивается допущением, что как токи переноса, так и токи смещения, применительно к одиночному движущемуся заряду e , индуцируют в пространстве около заряда только радиальное магнитное поле \mathbf{H}_\perp (1.22), (1.23), (1.24). Из решений системы уравнений (1.1), (1.2) или (1.10), (1.11), согласно современным представлениям, не следует возможность существования какого-либо иного магнитного поля, кроме радиального \mathbf{H}_\perp (1.22), (1.23), (1.24). Однако, тем не менее, относительно самих токов переноса и токов смещения допускается, что эти токи все же физически не эквивалентны.

В работе [4] для описания магнитного поля \mathbf{H} движущегося одиночного заряда вместо уравнений (1.1), (1.2) или (1.10), (1.11) предлагаются уравнения вида

$$\text{rot } \mathbf{H}' = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} e \mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (1.25)$$

$$\text{div } \mathbf{H}' = 0. \quad (1.26)$$

Аналогичная запись встречается и в других источниках [1, 11]. В уравнении (1.25) в правой части выписаны одновременно и характеристики электрического поля \mathbf{E} в пространстве вне объема δV_0 , и характеристики

заряда e в объеме δV_0 . В результате такого подхода при решении (1.25), (1.26) не удается дифференцировать область существования тока переноса, для которой следует положить $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$, и область существования токов смещения, для которой $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$. Принимая во внимание (1.18), перепишем (1.25) в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}' = \frac{1}{c} \{\operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] - \mathbf{v} \operatorname{div} \mathbf{E}\}_{\text{см}} + \frac{4\pi}{c} e \mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (1.27)$$

где выражение в фигурных скобках отражает собой существование в пространстве около движущегося заряда e неравных нулю токов смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$,

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} \{\operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] - \mathbf{v} \operatorname{div} \mathbf{E}\}_{\text{см}} \neq 0. \quad (1.28)$$

Если для области существования токов смещения закономерно положить $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ (1.12), то уравнение (1.27) автоматически преобразуется к виду

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}' = \frac{1}{c} \{\operatorname{rot} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}]\}_{\text{см}} + \frac{4\pi}{c} e \mathbf{v} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (1.29)$$

решение которого при принятых допущениях можно представить как

$$\mathbf{H}' = \frac{1}{c} \{[\mathbf{v} \times \mathbf{E}]\}_{\text{см}} + \frac{1}{c} \{[\mathbf{v} \times \mathbf{E}]\}_{\text{пер}}. \quad (1.30)$$

Здесь не равный нулю первый член в фигурных скобках появился в результате учета не равных нулю токов смещения в пространстве около движущегося заряда, между тем как присутствие не равного нулю второго члена в фигурных скобках обусловлено учетом не равного нулю элементарного тока переноса движущегося заряда. Решение (1.30) с учетом (1.7), (1.21), (1.22) можно представить в общем виде

$$\mathbf{H}' = \frac{2}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] = 2\mathbf{H}. \quad (1.31)$$

Таким образом, одновременный учет тока переноса и токов смещения от движущегося одиночного заряда e согласно (1.25), (1.26) приводит к удвоению значения напряженности магнитного поля \mathbf{H}' в точке наблюдения \mathbf{r} , что не соответствует действительности. Решения (1.31) вполне закономерно следовало ожидать, если учсть результаты решений отдельно для тока переноса (1.5), (1.7) и токов смещения (1.21).

Если же при решении (1.25), (1.26), как это сделано в [4], для области существования тока переноса и токов смещения положить $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$, то в

уравнении (1.27) член в фигурных скобках оказывается равным нулю, и получаем тривиальную запись уравнения (1.25) в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}' = \frac{4\pi}{c} ev\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (1.32)$$

откуда следует, что плотность токов смещения \mathbf{j}_{cm} (1.28) во всем пространстве около движущегося заряда принимается равной нулю. Так как токи смещения в уравнениях (1.25), (1.26) исключаются из рассмотрения, то решение (1.25), (1.26) сводится к решению уравнений (1.1), (1.2) для тока переноса. В данном случае недопустимость условия $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi r$ для пространства вне объема δV_0 очевидна, так как при этом теряется смысл записи уравнения (1.25) в общем виде, если заранее предполагается равенство нулю токов смещения.

Таким образом, если решение уравнений Максвелла (1.1), (1.2), (1.10), (1.11) или (1.25), (1.26) для магнитного поля движущегося одиночного заряда e проводить корректно или по обычной схеме, то любое из решений (1.5), (1.7), (1.21) приводит к установлению функциональной зависимости только для радиального магнитного поля \mathbf{H}_\perp (1.22), (1.23), (1.24). Причем при описании радиального магнитного поля \mathbf{H}_\perp движущегося заряда e уравнениями Максвелла одновременный учет тока переноса и токов смещения движущегося заряда e необходимо считать неприемлемым.

2. Анализ решений уравнений Максвелла через токи смещения

Несмотря на хорошее совпадение полученных результатов (1.7), (1.21) для радиального магнитного поля \mathbf{H}_\perp от тока переноса \mathbf{j}_n и токов смещения \mathbf{j}_{cm} , в уравнения Максвелла эти токи входят все же не в эквивалентном виде. Прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что магнитное поле \mathbf{H}_\perp (1.5), (1.7) через ток переноса \mathbf{j}_n находится решением системы уравнений Максвелла (1.1), (1.2), между тем как магнитное поле \mathbf{H}_\perp (1.21) через токи смещения \mathbf{j}_{cm} определяется посредством ряда формальных математических операций над уравнениями Максвелла (1.10), (1.11). Однако, если, принимая во внимание (1.9), уравнения (1.10), (1.11) действительно записать в форме, эквивалентной (1.1), (1.2), т.е.

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm}, \quad (1.33)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (1.34)$$

и решение (1.33), (1.34), аналогично (1.3), искать в виде

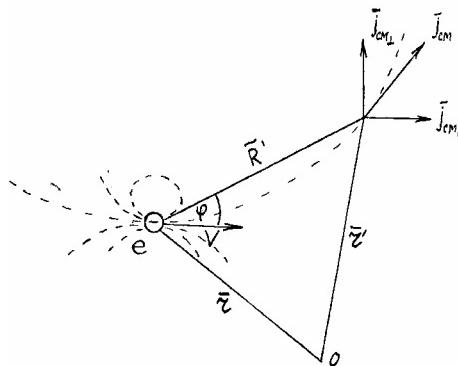


Рис. 9

$$\mathbf{H} = \frac{e}{c} \int_V \frac{[\mathbf{j}_{\text{cm}}(\mathbf{r}') \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3}, \quad (1.35)$$

то сразу же обнаруживаются определенные расхождения между током переноса \mathbf{j}_n в (1.3) и током смещения \mathbf{j}_{cm} в (1.35). Расхождение это проявляется, прежде всего, в том, что вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_n и вектор плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} , в общем случае, не совпадают по направлению. Кроме того, плотность тока переноса \mathbf{j}_n не равна нулю только в объеме заряда δV_0 , между тем как плотность токов смещения \mathbf{j}_{cm} не равна нулю во всем пространстве вне объема заряда δV_0 . Обнаруживается еще и ряд других расхождений, о которых речь будет ниже.

Если вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{cm}}(\mathbf{r})$ в точке \mathbf{r}' разложить на составляющие (рис. 9)

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \mathbf{j}_{\text{cm}\perp}, \quad (1.36)$$

где $\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel}$ – аксиальная составляющая вектора плотности тока смещения, направленная по направлению движения заряда; $\mathbf{j}_{\text{cm}\perp}$ – радиальная составляющая вектора плотности тока смещения, направленная перпендикулярно к направлению движения заряда, то для векторного произведения в (1.35) можно будет записать

$$[(\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \mathbf{j}_{\text{cm}\perp}) \times \mathbf{R}'] = [\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} \times \mathbf{R}'] + [\mathbf{j}_{\text{cm}\perp} \times \mathbf{R}'], \quad (1.37)$$

где $\mathbf{R}' = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ – расстояние от заряда e до переменной точки \mathbf{r}' . С помощью (1.37) выражение (1.35) можно представить в виде

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \int_V \frac{[\mathbf{j}_{cm\parallel} \times \mathbf{R}']}{{R'}^3} dV' + \frac{1}{c} \int_V \frac{[\mathbf{j}_{cm\perp} \times \mathbf{R}']}{{R'}^3} dV'. \quad (1.38)$$

Из (1.38) непосредственно следует, что определение магнитного поля \mathbf{H} движущегося заряда e через токи смещения $\mathbf{j}_{cm\parallel}$ и $\mathbf{j}_{cm\perp}$ приводит к необходимости сделать вывод о существовании у движущегося заряда двух видов магнитных полей, т.е.

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2, \quad (1.39)$$

которые по своим свойствам существенно отличны друг от друга. Из по-дыштегральных выражений (1.38) видно, что если угол ϕ (рис. 9) между радиусом-вектором \mathbf{R}' и направлением движения заряда \mathbf{v} стремится к нулю, то векторное произведение под вторым интегралом стремится к своему максимальному значению, между тем как векторное произведение под первым интегралом стремится к нулю. При $\phi \rightarrow \pi/2$ ситуации оказываются обратными. Формально выражение в правой части (1.37) можно представить еще в виде

$$\mathbf{j}_{cm\parallel} \mathbf{R}' \sin \phi + \mathbf{j}_{cm\perp} \mathbf{R}' \sin (90 - \phi) = \mathbf{j}_{cm\parallel} \mathbf{R}' \sin \phi + \mathbf{j}_{cm\perp} \mathbf{R}' \cos \phi$$

или

$$[\mathbf{j}_{cm\parallel} \times \mathbf{R}'] + (\mathbf{j}_{cm\perp} \cdot \mathbf{R'}). \quad (1.40)$$

С учетом (1.40) для (1.35) оказывается справедливой запись

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \int_V \frac{[\mathbf{j}_{cm\parallel} \times \mathbf{R}']}{{R'}^3} dV' + \frac{1}{c} \int_V \frac{[\mathbf{j}_{cm\perp} \times \mathbf{R}']}{{R'}^3} dV' = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2. \quad (1.41)$$

В этом случае формальное отличие между полями \mathbf{H}_1 и \mathbf{H}_2 обнаруживается особенно наглядно, так как поле \mathbf{H}_1 оказывается векторным, а поле \mathbf{H}_2 – скалярным.

Однако полученные выражения для магнитного поля \mathbf{H} движущегося заряда через токи смещения в общем виде (1.38), (1.39), (1.41) представляют собой лишь определенную наглядную ценность, так как получить окончательное решение (1.38), (1.41) в виде (1.22), (1.23), (1.24) не удается из-за определенных специфических свойств токов смещения. В результате чего из (1.38), (1.39), (1.41) не удается установить и действительную взаимосвязь между полями $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$ (1.39), $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$ (1.41) и известным радиальным магнитным полем \mathbf{H}_1 (1.22), (1.23), (1.24). Тем не менее, установление из (1.38), (1.39), (1.41) принципиальной возможности существования двух видов магнитных полей \mathbf{H}_1 и \mathbf{H}_2 заставляет вновь пересмотреть и переос-

мыслить решение системы уравнений Максвелла (1.10), (1.11) через токи смещения.

Проводя анализ полученных математически-формальных по своему существу преобразования (1.13), (1.14), (1.17), (1.18), нетрудно установить, что одна из составляющих тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ оказалась утерянной в результате верного, с математической точки зрения, но неверного, с физической точки зрения, перехода от (1.13) к (1.18). Чтобы показать это, разложим в (1.13) вектор электрического поля \mathbf{E} движущегося заряда на аксиальную и радиальную составляющие

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{||} + \mathbf{E}_{\perp}. \quad (1.42)$$

В этом случае для производной $\partial\mathbf{E}/\partial t$ будем иметь

$$\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial\mathbf{E}_{||}}{\partial t} + \frac{\partial\mathbf{E}_{\perp}}{\partial t}. \quad (1.43)$$

Принимая во внимание (1.9), для плотности тока смещения, соответственно, можно записать

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial\mathbf{E}_{||}}{\partial t} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial\mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} = \mathbf{j}_{\text{см}||} + \mathbf{j}_{\text{см}\perp}, \quad (1.44)$$

т.е. вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ в каждой точке наблюдения раскладывается на две составляющие: аксиальную и радиальную. Следовательно, разложение производной вектора электрического поля \mathbf{E} на аксиальную и радиальную составляющие эквивалентно отдельному рассмотрению составляющих $\mathbf{j}_{\text{см}||}$ и $\mathbf{j}_{\text{см}\perp}$ тока смещения. Подвергнем (1.43) тем же преобразованиям, что и в (1.13), (1.14), (1.17), (1.18). В соответствии с (1.13), (1.14) будем иметь

$$\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial\mathbf{E}_{||}}{\partial t} + \frac{\partial\mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} = -(\mathbf{v} \operatorname{grad})\mathbf{E}_{||} - (\mathbf{v} \operatorname{grad})\mathbf{E}_{\perp}. \quad (1.45)$$

С точки зрения абстрактно-математической сущности выражение (1.45), конечно, эквивалентно (1.43), и можно было бы поставить знак тождества между (1.43) и (1.45)

$$\frac{\partial\mathbf{E}_{||}}{\partial t} + \frac{\partial\mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} = -(\mathbf{v} \operatorname{grad})\mathbf{E}_{||} - (\mathbf{v} \operatorname{grad})\mathbf{E}_{\perp}, \quad (1.46)$$

однако, с физической точки зрения, эквивалентности между (1.43) и (1.45) уже нет. Чтобы убедиться в этом, выпишем для правой части (1.46), аналогично (1.44), эквивалентные им токи смещения

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = -\frac{1}{4\pi}(\mathbf{v} \operatorname{grad})\mathbf{E}_{\parallel} - \frac{1}{4\pi}(\mathbf{v} \operatorname{grad})\mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \mathbf{j}_{\text{cm}\perp}. \quad (1.47)$$

Если в (44) для каждой из составляющих токов смещения $\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel}$ и $\mathbf{j}_{\text{cm}\perp}$ с достоверностью можно было бы записать

$$\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} \neq 0, \quad (1.48)$$

$$\mathbf{j}_{\text{cm}\perp} \neq 0, \quad (1.49)$$

то относительно (1.47) этого утверждать уже нельзя, так как скалярное произведение одного и того же вектора \mathbf{v} на взаимно-перпендикулярные векторы $\operatorname{grad}|\mathbf{E}_{\parallel}|$ и $\operatorname{grad}|\mathbf{E}_{\perp}|$, один из которых коллинеарен вектору \mathbf{v} , приводит к исчезновению одной из составляющих компонент тока смещения. Исследование показывает, что выражение $\operatorname{grad}|\mathbf{E}_{\parallel}|$ имеет максимальное значение в направлении, перпендикулярном к скорости движения \mathbf{v} заряда e , между тем как выражение $\operatorname{grad}|\mathbf{E}_{\perp}|$ имеет максимальное значение в направлении скорости движения \mathbf{v} заряда e . Следовательно, из условия скалярного произведения первого член в (1.47), соответствующий аксиальной составляющей тока смещения $\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel}$, оказывается равным нулю. К этому результату приводит и последующее преобразование (1.46), аналогично (1.15), (1.16), (1.17), (1.18), (1.19), т.е.

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \operatorname{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}_{\parallel}] + \operatorname{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}_{\perp}], \quad (1.50)$$

где уже очевидно

$$\operatorname{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{E}_{\parallel}] = 0 \quad (1.51)$$

и откуда для (1.47) следует уже окончательно записать

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \mathbf{j}_{\text{cm}\perp}. \quad (1.52)$$

Если обратиться к конечному результату (1.21) решения системы уравнений Максвелла (1.10), (1.11) посредством математически-абстрактного по своему существу преобразования, то согласно (1.21) автоматически следует несколько абсурдный вывод, что радиальная составляющая токов смещения $\mathbf{j}_{\text{cm}\perp}$ в пространстве около движущегося заряда индуцирует радиальное магнитное поле \mathbf{H} (1.22), (1.23), (1.24). Абсурдность такого вывода подтверждается и рассмотрением решения уравнений Максвелла (1.10), (1.11) в виде (1.35), которое для компонентов тока смещения $\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel}$ и $\mathbf{j}_{\text{cm}\perp}$ устанавливает правильное соответствие с индуцируемыми ими магнитными полями \mathbf{H}_{\perp} и \mathbf{H}_{\parallel} .

Таким образом, как это следует из рассмотренного, отыскание решения уравнений Максвелла (1.10), (1.11) посредством ряда последовательных абстрактных по существу математических преобразований приводит к грубому искажению физической сущности рассматриваемого явления и исчезновению из поля зрения одной из составляющих тока смещения. При использовании формально-абстрактного по своему существу математического аппарата в решении уравнений, на каждом этапе необходимо соблюдение строгого соответствия формального существа применяемого аппарата физическому существу описываемого явления. Несоответствие формальной сущности физической, как это было выявлено в рассмотренном выше случае, приводит к грубому искажению представлений о действительных свойствах движущегося заряда и, как следствие этого, вплоть до наших дней в физике не было известно, и даже не было высказано предположений, о возможности существования у движущегося заряда какого-либо иного магнитного поля, кроме радиального \mathbf{H}_\perp (1.22), (1.23), (1.24).

3. Известные представления о токе переноса и токах смещения движущегося заряда

Согласно закону Эрстеда, магнитодвижущая сила отлична от нуля только в таком контуре L , который охватывает трубку с полным током I_0 , т.е.

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \text{rot } \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_0, \quad (1.53)$$

где S – поверхность интегрирования, пронизываемая током I_0 и опирающаяся на контур L . В общем случае, под полным током следует, очевидно, понимать

$$I_0 = I_{\text{п}} + I_{\text{см}}. \quad (1.54)$$

Однако что следует понимать под полным током I_0 , если ток переноса через контур L окажется равным нулю? Например, при рассмотрении элементарного тока переноса от одиночного движущегося заряда e представление о трубке тока, как таковой, оказывается уже недопустимым. В этом случае при отыскании напряженности магнитного поля H вдоль контура L и

определении результирующей магнитодвижущей силы в контуре L , всегда представляется возможность поверхность интегрирования S_1 , опирающуюся на контур L , выбрать такой, что ток переноса I_n через поверхность S_1 будет равен нулю, как это представлено на рис. 10. В этом случае, очевидно, для результирующей магнитодвижущей силы в контуре L следовало бы ожидать

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{S_1} \operatorname{rot} \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{S_1} \mathbf{j}_n d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_n = 0, \quad (1.55)$$

хотя, с другой стороны, ввиду известного представления [1–4] о произвольности в выборе поверхности интегрирования, всегда можно выбрать поверхность интегрирования S_2 такой, чтобы она пересекалась с рассматриваемым элементарным током, из чего следует, что интеграл по контуру L не может быть равен нулю

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{S_2} \operatorname{rot} \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{S_2} \mathbf{j}_n d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_n \neq 0. \quad (1.56)$$

Кажущееся противоречие в [1–4] разрешается тем, что при интегрировании по поверхности S_2 учитывается только ток переноса I_n элементарного заряда e , пронизывающего поверхность S_2 , а при интегрировании по поверхности S_1 (чтобы не получить нулевого решения) учитывается существование токов смещения I_{cm} , пронизывающих поверхность S_1 , т.е. уравнения (1.55), (1.56) записываются совместно в виде

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{S_2} \operatorname{rot} \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{S_2} \mathbf{j}_n d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_n \neq 0, \quad (1.57)$$

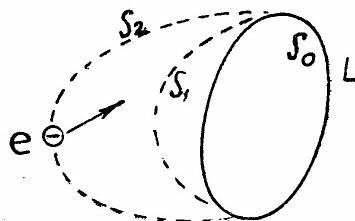


Рис. 10

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_S \text{rot } \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{S_1} \mathbf{j}_{cm} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_{cm} \neq 0. \quad (1.58)$$

Предполагается, что при подобном раздельном учете тока переноса I_n и токов смещения I_{cm} от одиночного движущегося заряда результаты интегрирования как по поверхности S_2 (1.57), так и по поверхности S_1 (1.58), должны привести к тождественным результатам, так как обе поверхности S_2 и S_1 опираются на один и тот же контур L . Из (1.57), (1.58) непосредственно следует допущение

$$I_n = I_{cm}. \quad (1.59)$$

Однако, в действительности, при указанном выборе поверхности интегрирования S_1 , S_2 и допущении (1.59) равенство между (1.57) и (1.58) не является корректным. Во-первых, если через поверхность S_2 ток переноса I_{n2} предполагается не равным нулю, то и ток смещения I_{cm2} через эту же поверхность S_2 также не равен нулю. Но в таком случае полный ток через поверхность S_2 должен быть равен

$$I_{02} = I_{n2} + I_{cm2}. \quad (1.60)$$

С учетом (1.60) поверхностные интегралы (1.57), (1.58), естественно, не могут быть равны между собой. Во-вторых, как будет показано ниже, подсчет тока переноса I_{n2} через поверхность S_2 , опирающуюся на контур L , дает значение, не соответствующее току смещения I_{cm1} через поверхность S_1 , опирающуюся на этот же контур L , что подвергает сомнению возможность допущения (1.59). Более того, если предположить, что движущийся заряд e пересекает плоскую поверхность S_0 (рис. 10), ограниченную контуром L , то и в этом случае, как показывают расчеты, ток смещения I_{cm} через поверхность S_0 не равен току переноса I_n через эту же поверхность S_0 . Обусловлено это тем, что токи смещения в вакууме по своей природе существенно отличны от токов переноса реальных зарядов, и к ним не применимы в полной мере те представления, которые известны для токов переноса реальных зарядов. Кроме того, для элементарного тока переноса одиночного заряда e условие (1.53) выполнения закона Эрстеда неприменимо в том виде, в каком оно применимо для токов переноса линейных токов. Если для линейного тока переноса (рис. 11) всегда имеет место равенство

$$\int_S \mathbf{j}_n d\mathbf{S} = \int_{S_0} \mathbf{j}_n d\mathbf{S} = I_n, \quad (1.61)$$

где S_0 – плоская поверхность, охватываемая контуром L ; S_1 – произвольная поверхность, опирающаяся на контур L , то для элементарного тока переноса

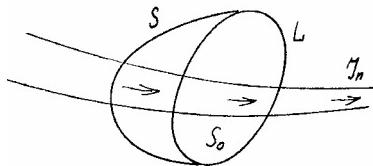


Рис. 11

одиночного заряда e условие произвольности выбора поверхности интегрирования S' оказывается уже неприемлемым (см. рис.12)

$$\int_{S_0} j_n dS \neq \int_{S'} j_n dS, \quad (1.62)$$

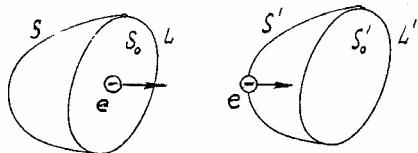


Рис. 12

где $S_0 = S'_0$, $S = S'$, $L = L'$. Даже при учете токов смещения через поверхности S_0 и S' будем иметь

$$\int_{S_0} j_n dS + \int_{S_0} j_{cm} dS \neq \int_{S'} j_n dS + \int_{S'} j_{cm} dS. \quad (1.63)$$

К рассмотренным неравенствам можно добавить еще неравенства вида

$$\int_{S_0} j_n dS \neq \int_{S_0} j_{cm} dS. \quad (1.64)$$

Таким образом, в рамках современных представлений, не удается получить четкой картины о конкретных областях локализации тока переноса и

токов смещения движущегося одиночного заряда. Вследствие этого при попытке интерпретации тока переноса и токов смещения движущегося заряда имеют место, в общем, не совсем корректные допущения и определенные трудности.

4. Аксиальные токи смещения и радиальные магнитные поля движущихся зарядов

Рассмотрим, как соотносятся полный ток переноса и полный ток смещения для движущегося одиночного заряда e радиуса r_0 , если поверхность интегрирования S будет находиться в плоскости, перпендикулярной к направлению движения заряда e , и пересекаться им. В простейшем случае, если поверхность интегрирования δS_0 положить равной кругу радиуса r_0 (размеру заряда e), то для полного тока переноса I_n через поверхность δS_0 можно записать

$$I_n = \int_{\delta S_0} \mathbf{j}_n d\mathbf{S}. \quad (1.65)$$

Из определенных ранее условий $\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$ в пространстве вне объема δV_0 , в котором заключен сам заряд e , непосредственно следует, что токи смещения не могут пронизывать поверхность δS_0 , откуда получаем

$$I_{cm} = \int_{\delta S_0} \mathbf{j}_{cm} d\mathbf{S} = 0. \quad (1.66)$$

Соответственно, для магнитодвижущей силы в контуре $\delta L_0 = 2\pi r_0$, охватывающем поверхность δS_0 , будем иметь

$$\oint_{\delta L_0} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{\delta S_0} \operatorname{rot} \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{\delta S_0} \mathbf{j}_n d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_n, \quad (1.67)$$

$$\oint_{\delta L_0} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{\delta S_0} \operatorname{rot} \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{\delta S_0} \mathbf{j}_{cm} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_{cm} = 0. \quad (1.68)$$

Полученные результаты (1.67), (1.68) противоречат сделанному выше выводу об эквивалентности описания магнитных явлений от движущегося одиночного заряда через ток переноса и токи смещения. Однако из (1.68) видно, что область интегрирования δS_0 выбрана такой, что токи смещения в этой области заведомо равны нулю. Следовательно, так как токи смещения

от движущегося одиночного заряда e в плоскости, перпендикулярной к направлению движения заряда, могут быть не равны нулю только вне поверхности δS_0 , охватывающей контур δL_0 , то, очевидно, что для учета токов смещения через плоскость S область интегрирования должна быть взята вне поверхности δS_0 , т.е.

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{\delta S_0}^S \text{rot } \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{\delta S_0} \mathbf{j}_{cm} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_{cm} \neq 0. \quad (1.69)$$

Для проверки соответствия (1.67), (1.69) проведем количественные расчеты применительно к одиночному заряду электрона e . Прежде всего, определим величину полного тока переноса I_n через поверхность δS_0 , соизмеримую с радиусом электрона r_0 . Предполагая структуру электрона сферической с поверхностью плотностью заряда $\sigma = e/(4\pi r_0^2)$ и учитывая, что поверхность пересекается с зарядом e по окружности $\delta l = 2\pi r_0$, для тока переноса I_n через сечение δS_0 можно записать

$$I_n = \frac{dq}{dt} = \frac{\sigma \delta l dx}{dt} = \frac{ev}{2r_0}. \quad (1.70)$$

Из (1.70) следует, что полный ток переноса I_n от одиночного заряда e через поверхность δS_0 не определяется произведением величины линейной плотности σ_n заряда e на скорость, как это имеет место для элементарного заряда $dq = \sigma_n dx$ линейного тока переноса

$$i_n = \frac{dq}{dt} = \frac{\sigma_n dx}{dt} = \sigma_n v. \quad (1.71)$$

Принимая во внимание (1.70), для магнитодвижущей силы в контуре δL_0 получим

$$\oint_{\delta L_0} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} I_n = \frac{4\pi}{c} \frac{ev}{r_0}. \quad (1.72)$$

Так как контур δL_0 представляет собой круг радиуса r_0 , то для (1.72) имеем

$$H 2\pi r_0 = \frac{2\pi}{c} \frac{ev}{r_0}, \quad (1.73)$$

откуда для напряженности магнитного поля на поверхности заряда e находим

$$H = \frac{1}{c} \frac{ev}{r_0^2}. \quad (1.74)$$

Определяя напряженность магнитного поля на поверхности заряда e радиуса r_0 в плоскости перпендикулярной к направлению движения известной функциональной зависимостью (1.24), получим

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r_0^2}. \quad (1.75)$$

Из сравнения (1.74) и (1.75) устанавливаем, что найденное магнитное поле H (1.74) через полный ток переноса I_n (1.70) движущегося одиночного заряда e представляет собой обычное радиальное магнитное поле H_{\perp} (1.22), (1.23), (1.24) движущегося заряда.

Для определения величины полного тока смещения I_{cm} через внешнюю поверхность S контура δL_0 выпишем выражение для напряженности электрического поля E от элементарного заряда e в точке N (рис. 13) в виде

$$E = (e/r^2) \sin^2 \varphi, \quad (1.76)$$

где φ – угол между радиусом-вектором \mathbf{r}' и направлением движения заряда e . Принимая во внимание цилиндрическую симметрию динамической картины полей движущегося заряда, для аксиальной и радиальной составляющей электрического поля E (1.76) в точке N будем иметь

$$E_{||} = E \cos \varphi = (e/r^2) \sin^2 \varphi \cos \varphi, \quad (1.77)$$

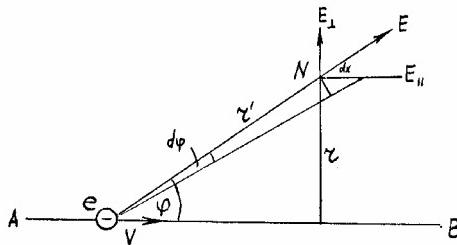


Рис. 13

$$E_{\perp} = E \sin \varphi = (e/r^2) \sin^3 \varphi. \quad (1.78)$$

При движении заряда e по направлению AB вектор электрического поля E в точке N будет изменяться как по величине, так и по направлению, что

приведет к изменению во времени составляющих компонент электрического поля (1.77), (1.78). С изменяющимися же во времени полями $E_{\parallel}(t)$ и $E_{\perp}(t)$ непосредственно связаны токи смещения

$$\mathbf{j}_{cm\parallel} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}_{\parallel}}{\partial t}, \quad (1.79)$$

$$\mathbf{j}_{cm\perp} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t} \quad (1.80)$$

и сопутствующие им магнитные поля

$$\mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{c} \int_V \frac{[\mathbf{j}_{cm\parallel} \times \mathbf{R}]}{R^3} dV', \quad (1.81)$$

$$\mathbf{H}_{\parallel} = \frac{1}{c} \int_V \frac{[\mathbf{j}_{cm\perp} \times \mathbf{R}]}{R^3} dV'. \quad (1.82)$$

На начальном этапе ограничимся пока детальным исследованием только аксиальной составляющей токов смещения $\mathbf{j}_{cm\parallel}$ (1.79) движущегося заряда e . Исследованию радиальной составляющей токов смещения $\mathbf{j}_{cm\perp}$ (1.80) и индуцируемым ими магнитным полям посвящены следующие 3 и 4 главы данной работы.

Для нахождения приращения составляющей поля E_{\parallel} (1.79) при изменении положения заряда e на прямой AB (рис. 13), найдем дифференциал от правой и левой части уравнения (1.77)

$$dE_{\parallel} = \frac{e}{r^2} (2 \sin \varphi \cos^2 \varphi - \sin^3 \varphi) d\varphi. \quad (1.83)$$

Приращение аксиальной составляющей электрического поля dE_{\parallel} , полученное при изменении угла φ на величину $d\varphi$, эквивалентно приращению dE_{\parallel} , которое будет иметь место в том случае, если заряд e сместится по прямой AB на отрезок пути dx , определяемого из условий

$$dx = \frac{x' d\varphi}{\sin \varphi} = \frac{r d\varphi}{\sin^2 \varphi}. \quad (1.84)$$

Так как скорость движения заряда e по прямой AB равна v , то для времени dt получим

$$dt = \frac{dx}{v} = \frac{r d\phi}{v \sin^2 \varphi}. \quad (1.85)$$

С учетом (1.83) и (1.85), для плотности тока смещения $j_{cm||}$ (1.79) в точке N можно записать

$$\mathbf{j}_{cm||} = \frac{1}{4\pi} \frac{ev}{r^3} (2 \sin \varphi \cos^2 \varphi - \sin^3 \varphi) \sin^2 \varphi. \quad (1.86)$$

Так как нас интересует плотность тока смещения $j_{cm||}$ в плоскости, перпендикулярной к направлению движения заряда e и пересекающей заряд, то в (1.86) можно положить угол $\varphi = 90^\circ$, при этом будем иметь

$$j_{cm||} = -\frac{1}{4\pi} \frac{ev}{r^3}. \quad (1.87)$$

Для нахождения суммарного тока смещения $I_{cm||}$ через внешнюю поверхность S , прилегающую к поверхности δS_0 , запишем

$$I_{cm||} = \int_{\delta S_0}^{S=\infty} j_{cm} dS = -\frac{ev}{4\pi} \int_{\delta S_0}^{S=\infty} \frac{dS}{r^3}. \quad (1.88)$$

Полагая $dS = 2\pi r dr$ и $\delta S_0 = \pi r_0$, перепишем (1.88) в виде

$$I_{cm||} = -\frac{ev}{2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2}. \quad (1.89)$$

Интегрирование (1.89) дает

$$I_{cm||} = -\frac{ev}{2r_0}, \quad (1.90)$$

что в численном выражении тождественно с результатом (1.70) для полного тока переноса I_π движущегося заряда e через поверхность δS_0 . Отличие результатов (1.70), (1.90) в знаке соответствует тому, что ток переноса элементарного заряда I_π через поверхность δS_0 и ток смещения $I_{cm||}$ через внешнюю поверхность S , примыкающую к поверхности δS_0 , противоположны по направлению. Полученные тождественные результаты (1.70), (1.90) доказывают собой замкнутый характер полного тока \mathbf{I}_0 , равного

$$\mathbf{I}_0 = \mathbf{I}_{\text{n}} + \mathbf{I}_{\text{cm}\parallel} = 0, \quad (1.91)$$

т.е. ток переноса I_{n} элементарного заряда e через сечение δS_0 замыкается равным ему и противоположно направленным током смещения $I_{\text{cm}\parallel}$ через внешнюю поверхность S . Математически замкнутый характер полного тока \mathbf{I}_0 можно выразить в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_0 = 0. \quad (1.92)$$

От результатов (1.67), (1.70), (1.90) при интегрировании по поверхности δS_0 и вне ее легко перейти теперь к произвольной поверхности S_0 радиуса r , пересекающей заряд e и перпендикулярной к направлению его движения

$$\oint_{L_0} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_0^{S_0} \operatorname{rot} \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_0^{S_0} j_{\text{n}} d\mathbf{S} - \frac{4\pi}{c} \int_{\delta S_0}^{S_0} j_{\text{cm}\parallel} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} (I_{\text{n}} - I'_{\text{cm}\parallel}) = \frac{4\pi}{c} I_{\text{p}} \quad (1.93)$$

$$\oint_L \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_{S_0}^{\infty} \operatorname{rot} \mathbf{H} d\mathbf{S} = -\frac{4\pi}{c} \int_{S_0}^{\infty} j_{\text{cm}\parallel} d\mathbf{S} = -\frac{4\pi}{c} I''_{\text{cm}\parallel}, \quad (1.94)$$

где L_0 – контур, ограничивающий поверхность круга S_0 ;

$I'_{\text{cm}\parallel}$ – ток смещения, пронизывающий поверхность S_0 внутри контура L_0 ;

$I''_{\text{cm}\parallel}$ – ток смещения, пронизывающий поверхность S вне контура L_0 .

Причем, аналогично (1.70), (1.90), можно записать

$$I_{\text{p}} = I_{\text{n}} - I'_{\text{cm}\parallel} = I''_{\text{cm}\parallel} \quad (1.95)$$

или

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_0 = \operatorname{div} (\mathbf{j}_{\text{p}} + \mathbf{j}''_{\text{cm}\parallel}) = 0. \quad (1.96)$$

Принимая во внимание (1.70), для результирующего тока I_{p} и эквивалентного ему обратного тока $I''_{\text{cm}\parallel}$ получим

$$I_{\text{p}} = \frac{ev}{2r_0} - \frac{ev}{2} \int_{r_0}^r \frac{dr}{r^2} = \frac{ev}{2r}, \quad (1.97)$$

$$I''_{\text{cm}\parallel} = \frac{ev}{2} \int_r^{\infty} \frac{dr}{r^2} = -\frac{ev}{2r}. \quad (1.98)$$

Для токов смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$ и $I''_{\text{cm}\parallel}$ можно еще записать

$$I'_{\text{см}||} + I''_{\text{см}||} = I_{\text{см}||}, \quad (1.99)$$

где $I_{\text{см}||}$ – полный ток смещения в пространстве около движущегося заряда. С учетом того, что ток смещения $I'_{\text{см}||}$ из (1.93) равен

$$I'_{\text{см}||} = \frac{ev}{2r_0} - \frac{ev}{2r}, \quad (1.100)$$

для полного тока смещения $I_{\text{см}||}$ (1.99) устанавливаем

$$I_{\text{см}||} = \left(\frac{ev}{2r_0} - \frac{ev}{2r} \right) + \frac{ev}{2r} = \frac{ev}{2r_0}, \quad (1.101)$$

что соответствует полному току переноса I_{n} заряда e через поверхность δS_0 , соизмеримую с размерами заряда.

Таким образом, полный ток I_p (1.97) через плоскую поверхность S_0 , как это было отмечено в (1.63), (1.64), не определяется отдельно ни током переноса I_n движущегося заряда e , ни током смещения $I'_{\text{см}||}$, а представляет собой разность между током переноса I_n заряда e через поверхность δS_0 и током смещения $I''_{\text{см}||}$ через поверхность $S' = S_0 - \delta S_0$. Результирующий ток I_p (1.97) через сечение S_0 замыкается равным ему и противоположно направленным током смещения $I''_{\text{см}||}$ (1.98) через внешнюю поверхность S , примыкающую к поверхности S_0 .

Для определения магнитного поля H , индуцируемого результирующим током I_p (1.97) вдоль контура L_0 , найдем сначала значение магнитодвижущей силы от тока I_p в контуре L_0

$$\oint_{L_0} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \int_0^{S_0} \text{rot } \mathbf{H} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_p = \frac{2\pi ev}{c r}. \quad (1.102)$$

Этот же результат можно представить в виде

$$\oint_{L_0} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \oint_{L_0} \mathbf{H}_n d\mathbf{l} + \oint_{L_0} \mathbf{H}'_{\text{см}} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} I_n - \frac{4\pi}{c} I'_{\text{см}||} = \frac{2\pi ev}{c r}. \quad (1.103)$$

Полагая в (1.103)

$$\oint_{L_0} d\mathbf{l} = 2\pi r,$$

можно записать

$$2\pi r H = \frac{4\pi}{c} I_{\text{п}} - \frac{4\pi}{c} I'_{\text{см}\parallel}. \quad (1.104)$$

Из (1.104) непосредственно устанавливаем, что магнитное поле от одиночного движущегося заряда e в плоскости S на расстоянии r от него равно

$$H = \frac{1}{c} \frac{2I_{\text{п}}}{r} - \frac{1}{c} \frac{2I'_{\text{см}\parallel}}{r} = H_{\text{п}} - H'_{\text{см}\parallel}. \quad (1.105)$$

Подставляя в (1.105) значение токов $I_{\text{п}}$ (1.70), $I'_{\text{см}\parallel}$ (1.100), получим

$$H = H_{\text{п}} - H'_{\text{см}\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2}, \quad (1.106)$$

где

$$H_{\text{п}} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r_0 r}, \quad (1.107)$$

$$H'_{\text{см}\parallel} = \frac{1}{c} \left(\frac{ev}{r_0 r} - \frac{ev}{r^2} \right). \quad (1.108)$$

Следовательно, когда размеры контура L_0 больше размеров заряда e элементарного тока переноса $I_{\text{п}}$, то полная магнитодвижущая сила в контуре L_0 (1.102) определяется как разность магнитодвижущей силы от тока переноса $I_{\text{п}}$ и магнитодвижущей силы от тока смещения в виде (1.103). Соответственно, и результирующая напряженность магнитного поля H (1.105) вдоль контура L_0 определяется как разность магнитного поля $H_{\text{п}}$ от тока переноса $I_{\text{п}}$ и магнитного поля $H'_{\text{см}\parallel}$ от тока смещения $I'_{\text{см}\parallel}$. Результат (1.106) в количественном выражении может быть получен также согласно известного соотношения (1.24). При $\varphi = \pi/2$ непосредственно устанавливаем

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2}, \quad (1.109)$$

что совпадает с (1.106). Ввиду количественного совпадения результатов (1.106), (1.109) можно заключить, что новая функциональная зависимость (1.105) определяет известное радиальное магнитное поле H_{\perp} (1.22)–(1.24) движущегося одиночного заряда. Но в таком случае для (1.105) можно записать

$$H_{\perp} = H_{\text{п}\perp} - H_{\text{см}\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2}. \quad (1.110)$$

Отличие зависимости (1.110) от известной (1.109), полученной согласно (1.22)–(1.24), заключается, прежде всего, в том, что зависимости вида (1.22)–(1.24), как это формально следует из записи уравнений Максвелла (1.1), (1.2) и (1.10), (1.11), определяются либо только через ток переноса I_n , либо только через ток смещения I'_{cm} , между тем как в действительности радиальное магнитное поле H_\perp (1.110) определяется при одновременном учете и тока переноса I_n и тока смещения $I'_{cm\parallel}$, причем ток смещения учитывается только через конечное сечение S_0 . Однако решение (1.110) не эквивалентно записи уравнений Максвелла в виде (1.25), (1.26). Из сравнения (1.109), (1.110) можно заключить, что в известных функциональных зависимостях (1.22)–(1.24) используется формальное представление как о токе переноса, так и о токе смещения, т.е. реальный результирующий ток $I_p = I_n - I'_{cm\parallel} = ev/(2r)$ через сечение S_0 принимается в уравнениях (1.1), (1.2) за ток переноса, или в уравнениях (1.10), (1.11) за ток смещения.

Выше отмечалось [1] о наличии существенного отличия между токами смещения и током переноса. Однако это отличие базировалось, в основном, на общих представлениях, что токи переноса связаны с переносом реальных зарядов, а токи смещения не связаны с переносом зарядов. В выражении (1.105) обнаруживается еще одно существенное отличие физических свойств токов смещения. Согласно (1.105), напряженность магнитного поля в точках на контуре от тока смещения $I'_{cm\parallel}$ через сечение S_0

$$H'_{cm} = \frac{1}{c} \frac{2I'_{cm\parallel}}{r} \quad (1.111)$$

определяется функциональной зависимостью

$$H = \frac{1}{c} \frac{2I}{r}, \quad (1.112)$$

справедливой только для бесконечного прямолинейного тока I . Трубка тока смещения с током $I'_{cm\parallel}$ в сечении S_0 предполагается как бы бесконечной и прямолинейной с неизменным значением тока смещения $I'_{cm\parallel}$. Однако, в

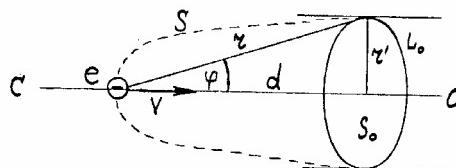


Рис. 14

действительности, в ближайших же параллельных сечениях $S_0 = S' = S''$ и т.д. трубы тока смещения, ток смещения $I'_{\text{см}\parallel}$ не остается неизменным ни по величине, ни по направлению. Следовательно, при определении напряженности магнитного поля на поверхности трубы тока смещения значения тока смещения в ближайших сечениях и, вообще, по всей трубке тока смещения не влияют на результирующую величину напряженности магнитного поля H_\perp в сечении S_0 этой же трубы тока. Другими словами, если результирующее значение напряженности магнитного поля H_\perp от линейного тока переноса находится суммированием напряженности магнитного поля от всех элементов линейного тока, то результирующая напряженность магнитного поля на поверхности трубы тока смещения в сечении S_0 определяется непосредственно тем значением тока смещения $I'_{\text{см}\parallel}$, который действительно пронизывает в данный момент сечение S_0 . Причем напряженность магнитного поля H_\perp , соответствующая току смещения $I'_{\text{см}\parallel}$, определяется только на поверхности цилиндрически симметричной трубы тока смещения, с осью симметрии, совпадающей с направлением движения заряда.

Рассмотрим теперь общий случай, когда плоская круглая поверхность S_0 (рис. 14), перпендикулярная к направлению движения заряда e , в рассматриваемый момент времени явно не пересекается элементарным током переноса заряда e . Например, определим, какой ток будет пересекать поверхность S_0 круга радиуса r' , если центр круга находится на прямой CC , совпадающей с направлением движения заряда e . Ввиду симметрии картины относительно оси CC , для параллельной составляющей токов смещения, аналогично (1.86), можно записать

$$j_{\text{см}\parallel} = \frac{1}{4\pi} \frac{ev}{r'^3} (2 \sin \varphi \cos^2 \varphi - \sin^3 \varphi) \sin^2 \varphi. \quad (1.113)$$

Исходя из справедливости равенства

$$r' = d \operatorname{tg} \varphi$$

перепишем (1.113) в виде

$$j_{\text{см}\parallel} = \frac{1}{4\pi} \frac{ev}{d^3} (3 \cos^2 \varphi - 1) \cos^3 \varphi. \quad (1.114)$$

В этом случае полный ток смещения $I'_{\text{см}\parallel}$ через поверхность S_0 будет равен

$$I'_{\text{см}\parallel} = \int_{S_0} \mathbf{j}_{\text{см}\parallel} d\mathbf{S} = \frac{1}{4\pi} \frac{ev}{d^3} \int_{S_0} (3 \cos^2 \varphi - 1) \cos^3 \varphi dS. \quad (1.115)$$

Принимая во внимание, что $dS = 2\pi r' dr$, и делая замену

$$r' = d \operatorname{tg} \varphi \quad \text{и} \quad dr = d \frac{d\varphi}{\cos^2 \varphi}$$

перепишем (1.115)

$$I'_{\text{см||}} = \frac{ev}{2d} \int_0^\varphi (3 \cos^2 \varphi \sin \varphi - \sin \varphi) d\varphi , \quad (1.116)$$

где φ – переменная интегрирования.

Интегрирование (1.116) дает

$$I'_{\text{см||}} = \frac{ev}{2d} \left(\cos \varphi \Big|_0^\varphi - \cos^3 \varphi \Big|_0^\varphi \right) = \frac{ev}{2d} (\cos \varphi - \cos^3 \varphi) . \quad (1.117)$$

После несложных преобразований окончательно будем иметь

$$I'_{\text{см||}} = \frac{ev}{2d} \sin^2 \varphi \cos \varphi . \quad (1.118)$$

Заменяя в (1.117) пределы интегрирования, для тока смещения $I''_{\text{см||}}$, пронизывающего пространство вне поверхности S_0 , получим

$$I''_{\text{см||}} = \frac{ev}{2d} \left(\cos \varphi \Big|_\varphi^{\pi/2} - \cos^3 \varphi \Big|_\varphi^{\pi/2} \right) = -\frac{ev}{2d} \sin^2 \varphi \cos \varphi , \quad (1.119)$$

что количественно совпадает с (1.118). Отличие в знаке обусловлено тем, что ток смещения $I'_{\text{см||}}$ через поверхность S_0 и ток смещения $I''_{\text{см||}}$ через внешнюю поверхность S противоположны по направлению. При этом ток смещения $I'_{\text{см||}}$ совпадает по направлению с током переноса I_n элементарного заряда e , а ток смещения $I''_{\text{см||}}$ противоположен по направлению току переноса I_n . Полученное количественное равенство (1.118), (1.119) отражает собой замкнутый характер полного тока, что ток смещения $I'_{\text{см||}}$ через поверхность S_0 замыкается током смещения через внешнюю поверхность S , т.е.

$$I'_{\text{см||}} + I''_{\text{см||}} = 0 . \quad (1.120)$$

Зная значение тока смещения $I'_{\text{см||}}$ (1.118) через трубку тока смещения сечением S_0 и учитывая специфические свойства тока смещения (1.111), (1.112), для напряженности магнитного поля на поверхности трубы тока смещения радиуса r (рис. 14) получим

$$H'_{\text{см}} = \frac{1}{c} \frac{2I'_{\text{см||}}}{r'} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r'd} \sin^2 \varphi \cos \varphi. \quad (1.121)$$

Принимая во внимание, что

$$r' = r \sin \varphi \quad \text{и} \quad d = r \cos \varphi,$$

будем иметь

$$H'_{\text{см}} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi, \quad (1.122)$$

что совпадает со значением напряженности магнитного поля в точке N , определяемым известной функциональной зависимостью вида (1.24). Из совпадения результатов (1.122), (1.24) следует вывод, что найденное выражение для напряженности магнитного поля $H'_{\text{см}}$ (1.122) через аксиальную составляющую тока смещения $I'_{\text{см||}}$ (1.118) представляет собой обычное радиальное магнитное поле H_{\perp} (1.22)–(1.24) движущегося заряда e . Следовательно, для (1.121), (1.122) можно записать

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2I'_{\text{см||}}}{r'} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi. \quad (1.123)$$

Проверим правильность полученного результата для тока смещения $I'_{\text{см||}}$ (1.118) через поверхность S_0 , используя формальные представления о токе переноса I_{n} элементарного заряда e и произвольности выбора поверхности интегрирования. Проведем через заряд e произвольную поверхность S , опирающуюся на контур L_0 (рис. 14). В этом случае для магнитодвижущей силы в контуре L_0 можно записать

$$\oint_{L_0} \mathbf{H} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int_S \mathbf{j}_{\text{n}} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} I_{\text{n}}. \quad (1.124)$$

Учитывая цилиндрическую симметрию и что $L_0 = 2\pi r'$, получим

$$H 2\pi r' = \frac{4\pi}{c} I_{\text{n}}. \quad (1.125)$$

Определяя согласно (1.24) напряженность магнитного поля H_{\perp} в точках на контуре L_0

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi \quad (1.126)$$

и подставляя в (1.125), определим ток переноса

$$I_{\text{п}} = \frac{evr'}{2r^2} \sin \varphi . \quad (1.127)$$

Принимая во внимание (рис. 14), что

$$r' = d \operatorname{tg} \varphi \quad \text{и} \quad r = \frac{d}{\cos \varphi} ,$$

и подставляя в (1.127), окончательно для тока переноса $I_{\text{п}}$ через поверхность S устанавливаем

$$I_{\text{п}} = \frac{ev}{2d} \sin^2 \varphi \cos \varphi , \quad (1.128)$$

что совпадает с (1.118).

Однако, сопоставляя (1.118) с (1.128), можно заметить, что известное формальное представление о токе переноса $I_{\text{п}}$ через поверхность S эквивалентно току смещения $I'_{\text{см||}}$ через поверхность S_0 . В этом случае, как это было отмечено ранее (1.60), (1.62)–(1.64), ограниченность представления о токе переноса $I_{\text{п}}$ движущегося заряда видна особенно наглядно, так как, допуская неравенство нулю тока переноса $I_{\text{п}}$ (1.128) через произвольную поверхность S , известное представление игнорирует возможность существования токов смещения в пространстве около движущегося заряда, которые также будут пересекать поверхность S . Однако, так как в действительности игнорировать существование токов смещения в пространстве около движущегося заряда, с объективной точки зрения, не представляется возможным, то известное представление о токе переноса $I_{\text{п}}$ (1.128) необходимо рассматривать как грубое формальное приближение. Из рассмотренного непосредственно следует также вывод, что для реальных токов переноса $I_{\text{п}}$ (1.93), (1.70) и токов смещения $I'_{\text{см||}}$, $I''_{\text{см||}}$ (1.90), (1.93), (1.118) произвольность в выборе поверхности интегрирования недопустима.

Таким образом, в заключение можно отметить, что радиальное магнитное поле H_{\perp} движущегося заряда e , в общем случае, может быть определено только через аксиальную составляющую токов смещения $I'_{\text{см||}}$ (1.118) движущегося заряда. В частном случае, когда магнитное поле H_{\perp} движущегося заряда e определяется в плоскости S , пересекающей заряд e , оно может быть

определенено только через результирующий ток $I_p = I_n - I'_{cm\parallel}$ (1.93). И, наконец, в единственном случае (1.70) напряженность магнитного поля H_\perp на поверхности заряда e определяется только через ток переноса I_n заряда e . Из рассмотренного следует, что область существования тока переноса I_n (1.70) движущегося заряда e ограничивается размерами самого заряда e , причем это справедливо даже в том случае, если ток переноса I_n определяется через сечение $S = \pi r^2$, большее, чем сечение самого заряда $\delta S = \pi r_0^2$, т.е.

$$I_p = I_n - I'_{cm\parallel} = \left(\frac{ev}{2r_0} \right)_n - \left(\frac{ev}{2r_0} - \frac{ev}{2r} \right)_{cm}. \quad (1.129)$$

Магнитное поле H_\perp , индуцируемое током переноса I_n движущегося заряда e

$$H_n = \frac{1}{c} \frac{2}{r} \left(\frac{ev}{2r_0} \right)_n \quad (1.130)$$

локализовано в ограниченном объеме между двумя параллельными плоскостями S' и S'' , касающихся заряда e с двух сторон, причем сами плоскости S' , S'' перпендикулярны к направлению движения заряда. Областью существования токов смещения $I_{cm\parallel}$, $I'_{cm\parallel}$, $I''_{cm\parallel}$ движущегося заряда e является все окружающее заряд e пространство, которое является и областью существования магнитного поля от тока смещения

$$H'_{cm} = \frac{1}{c} \frac{2}{r} \left(\frac{ev}{2r_0} - \frac{ev}{2r} \right)_{cm} \quad (1.131)$$

или, в общем случае,

$$H'_{cm} = \frac{1}{c} \frac{2}{r'} \left(\frac{ev}{2d} \sin^2 \phi \cos \phi \right)_{cm}, \quad (1.132)$$

$$H'_{cm} = \frac{1}{c} \frac{2}{r'} \left(\frac{ev}{2r} \sin^2 \phi \right)_{cm}, \quad (1.133)$$

что эквивалентно

$$H'_{cm} = \frac{1}{c} \frac{2}{r \sin \phi} \left(\frac{ev}{2r} \sin^2 \phi \right)_{cm} \quad (1.134)$$

или

$$H'_{\text{см}} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi. \quad (1.135)$$

Выводы

В заключение следует отметить, что никакой физической эквивалентности описания радиального магнитного поля H_{\perp} движущегося заряда e либо только через ток переноса движущегося заряда e (1.1), (1.2), либо только через одни токи смещения (1.10), (1.11), в действительности не существует. Ток переноса и токи смещения движущегося заряда e представляют собой неразрывное единство, которое обусловливает собой существование во всем пространстве около движущегося заряда e того радиального магнитного поля H_{\perp} , которое формально описывается формулами (1.22)–(1.24).

Литература

1. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – С. 83, 204, 397, 400.
2. Френкель Я.И. Электродинамика. Т. 1. – Л-М.: ОНТИ, 1934. – С. 189.
3. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Кн. 6. – М.: Мир, 1977. – С. 80, 270.
4. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. – М.: Физматгиз, 1962. – С. 43, 81, 84.
5. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1962. – С. 58, 86.
6. Штрауф Е.А. Электричество и магнетизм. – М.-Л.: ТТЛ, 1950. – С. 430, 499.
7. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. Т. 2. – М.: Наука, 1973. – С. 136.
8. Лоренц Г.А. Теория электронов. – М.: ТТЛ, 1953.
9. Максвелл Д.К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: ТТЛ, 1954.
10. Компанеец А.С. Теоретическая физика. – М.: ТТЛ, 1957. – С. 126.
11. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1975. – С. 174, 179, 183, 197, 199.
12. Иос Г. Курс теоретической физики. – М.: Учпедгиз, 1963. – С. 304.
13. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1973. – С. 37.

Глава 2. Токи смещения и радиальное магнитное поле линейного тока (1978 г.)

1. Известные представления о токах смещения постоянного тока

Известно, что при движении одиночного электрического заряда в пространстве около него индуцируются токи смещения

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \neq 0 \quad (2.1)$$

за счет изменения во времени электрического поля \mathbf{E} . Введение токов смещения в уравнения Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{п}} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{см}} \quad (2.2)$$

были вызваны необходимостью удовлетворения условию непрерывности тока как для переменных во времени токов переноса, так и для не замкнутых токов переноса, отрезков тока и одиночных движущихся зарядов. Если этот дополнительный член (2.1) входит в уравнение Максвелла (2.2), то это означает, что в явлении индукции магнитного поля токи смещения играют такую же роль, как и токи переноса. Однако, если явление индукции магнитного поля токами смещения действительно существует, то возникает вопрос, почему ранее это явление не было открыто? Были высказаны предположения [1], что, прежде всего, такие взаимосвязи токов смещения с магнитными полями никто не искал по той причине, что исходя из общефизических представлений того времени, подобные опыты не могли обнаружить каких-либо новых явлений, относящихся к последнему члену в уравнении Максвелла. В реальном случае в любой электрической цепи, где есть переменные электрические поля, как правило имеются и токи проводимости движущихся зарядов. Причем, индуцируемое магнитное поле B в пространстве около электрической цепи является таким, какое могли бы создать эти токи проводимости. Действительно, оно представляет собой именно то магнитное поле, которое можно было бы вычислить, пользуясь законом Био-Савара. В медленно изменяющихся полях полный вклад в магнитное поле B в любой точке от всех токов смещения практически равен нулю. Опытным

путем было установлено, что для медленно меняющихся квазистационарных токов магнитное поле в точке наблюдения N может быть вычислено по закону Био–Савара, применяемому только к элементам тока проводимости. Следовательно, для медленно меняющихся токов электрическое поле полагается практически постоянным и производная по времени (2.1) для такого тока практически равна нулю. В частном случае постоянного тока переноса линейного проводника токи смещения в пространстве около проводника полагаются тождественно равными нулю. Если же быть пунктуальным, то следует сказать, что традиционно полагались тождественно равными нулю.

2. Токи смещения линейного постоянного тока в среде физического вакуума

Рассмотрим прямолинейную достаточно длинную заряженную нить с линейной плотностью заряда σ . Напряженность электрического поля E около заряженной нити определится известным выражением

$$E = 2\sigma/r. \quad (2.1)$$

Если заряженную нить привести в движение со скоростью v вдоль своего направления, то в пространстве около заряженной нити, помимо электрического поля E (2.1), будет индуцироваться (как было отмечено в предыдущей главе) радиальное магнитное поле H , определяемое известной функциональной зависимостью вида

$$H_{\perp} = \frac{v}{c} E = \frac{1}{c} \frac{2\sigma v}{r}. \quad (2.2)$$

Ввиду условия $v = \text{const}$ напряженность электрического поля E (2.1) в любой точке пространства около заряженной нити будет иметь неизменное значение $E = \text{const}$, откуда, казалось бы, следует ожидать, что токи смещения в пространстве около движущейся заряженной нити должны отсутствовать, так как для любой точки пространства можно положить

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0. \quad (2.3)$$

Из (2.3) непосредственно устанавливаем

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0. \quad (2.4)$$

Однако следует отметить, что вывод о постоянстве напряженности электрического поля E (2.1) получен, вообще-то, в результате ряда последо-

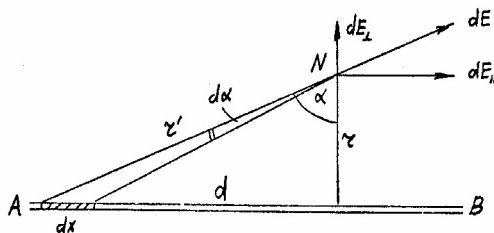


Рис. 15

вательных формальных по своему существу математических операций. Прежде всего, напряженность электрического поля E в виде (2.1) устанавливается в результате операции интегрирования, рассматривая покоящуюся заряженную нить AB (рис. 15) составленной из бесконечного количества заряженных элементов dx с зарядом $dq = \sigma dx$. Операция интегрирования может быть представлена в виде

$$E_p = \int dE_{\perp} = \int \frac{\sigma dx}{r'^2} \cos \alpha = \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \frac{\sigma \cos \alpha d\alpha}{r} = \frac{2\sigma}{r}. \quad (2.5)$$

Далее, после установления (2.5), что напряженность электрического поля E_p в любой точке на расстоянии r от покоящейся заряженной нити остается неизменной

$$E_p = \frac{2\sigma}{r} = \text{const}, \quad (2.6)$$

делается предположение, что и при движении заряженной нити вдоль своего направления с постоянной скоростью v ($v \ll c$) электрическое поле увлекается вместе с заряженной нитью как одно целое и напряженность электрического поля $E_{\text{дв}}$ на неизменном расстоянии от заряженной нити также будет оставаться величиной постоянной, т.е.

$$E_{\text{дв}} = \frac{2\sigma}{r} = \text{const}. \quad (2.7)$$

Из (2.7) уже непосредственно устанавливаем, что

$$\frac{\partial E_{\text{дв}}}{\partial t} = 0 \quad (2.8)$$

и

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E_{\text{дв}}}{\partial t} = 0. \quad (2.9)$$

Таким образом, если для движущегося со скоростью v элементарного заряда $dq = \sigma dx$ заряженной нити электрическое поле E в точке наблюдения N не является постоянным как по величине, так и по направлению

$$\mathbf{E}(t) = \frac{\sigma dx}{r'^3(t)} \mathbf{r}'(t), \quad (2.10)$$

то после суммирования электрического поля от всех элементарных зарядов σdx заряженной нити полагается, что суммарная напряженность электрического поля E_p (2.6), $E_{\text{дв}}$ (2.7) в точке наблюдения оказывается уже величиной постоянной. То есть, априорно, без необходимых доказательств, полагается, что электрическое поле $E_{\text{дв}}$ (2.7) увлекается с заряженной нитью как целое.

Известно (как было отмечено в предыдущей главе), что для любого одиночного элементарного заряда $dq = \sigma dx$ движущейся заряженной нити токи смещения $j_{\text{см}}$ в общем случае не равны нулю, так как для любой точки пространства $\partial E / \partial t \neq 0$. В частности, для аксиальной составляющей тока смещения $dI'_{\text{см||}}$ от элементарного движущегося заряда $dq = \sigma dx$ той же заряженной нити через плоскую поверхность $S_0 = \pi r^2$ (рис. 16) можно записать

$$dI'_{\text{см||}} = \frac{\sigma v dx}{2d} \sin^2 \varphi \cos \varphi \quad (2.11)$$

или, полагая $d = r / (\tan \varphi)$, будем иметь

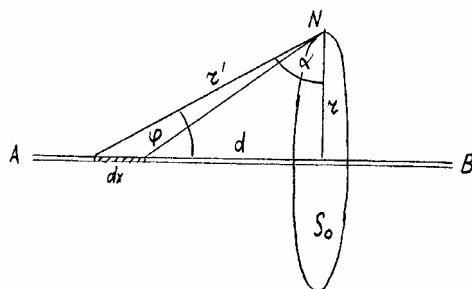


Рис. 16

$$dI'_{\text{см||}} = \frac{\sigma v dx}{2r} \sin^3 \varphi. \quad (2.12)$$

Следовательно, если суммарный ток смещения $I_{\text{см}}$ в пространстве около движущейся со скоростью $v = \text{const}$ заряженной нити действительно равен нулю, как это следует из (2.4), (2.9), то суммирование элементарных токов смещения $dI'_{\text{см}||}$ (2.12) от всех элементарных зарядов $dq_i = \sigma dx_i$ заряженной нити также должно привести к установлению нулевого результата. Однако в действительности интегрирование (2.12) дает ($\sin \varphi = \cos \alpha$, $dx = r d\alpha / (\cos^2 \alpha)$)

$$I'_{\text{см}||} = \frac{\sigma v}{2r} \int \sin^3 \varphi dx = \frac{\sigma v}{2} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} \cos \alpha dx = \frac{\sigma v}{2} \sin \alpha \Big|_{-\pi/2}^{+\pi/2} \quad (2.13)$$

или, в окончательном виде

$$I'_{\text{см}||} = \sigma v, \quad (2.14)$$

т.е. аксиальная составляющая тока смещения $I'_{\text{см}||}$ линейного тока через плоскую поверхность $S_0 = \pi r^2$, которую пронизывает движущаяся равномерно и прямолинейно заряженная нить, не равна нулю и направлена в том же направлении, что и ток переноса $I_{\text{п}}$ заряженной нити. Величина аксиальной составляющей тока смещения $I'_{\text{см}||}$ (2.14) движущейся заряженной нити совпадает с величиной тока переноса $I_{\text{п}}$ заряженной нити, определяемой согласно формальному соотношению

$$I_{\text{п}} = \frac{dq}{dt} = \frac{\sigma dx}{dt} = \sigma v. \quad (2.15)$$

Исходя из равенства

$$I'_{\text{см}||} = I_{\text{п}}, \quad (2.16)$$

нетрудно показать, что через внешнюю плоскую поверхность S , охватывающую поверхность S_0 , суммарный ток смещения $I''_{\text{см}||}$ равен

$$I''_{\text{см}||} = -\sigma v, \quad (2.17)$$

т.е. ток смещения $I'_{\text{см}||}$ (2.14) от линейного тока переноса заряженной нити через поверхность S_0 замыкается равным и противоположно направленным током смещения $I''_{\text{см}||}$ (2.17) через внешнюю поверхность S .

Неравенство нулю суммарного тока смещения $I'_{\text{см}||}$ (2.14) через поверхность S от движущейся заряженной нити может быть легко установлено, вообще-то, и простыми рассуждениями. Если от каждого элементарного заряда $dq_i = \sigma dx_i$ движущейся заряженной нити элементарный ток смещения $dI'_{\text{см}||}$ через поверхность S_0 выражается зависимостью (2.12), согласно которой элементарный ток смещения $dI'_{\text{см}||}$ остается величиной положительной для любого угла φ в пределах от $\varphi = 0$ до $\varphi = \pi/2$, то очевидно, что и сумма

всех элементарных токов смещения через поверхность S_0 от всех элементарных зарядов σdx_i заряженной нити также будет величиной положительной, т.е. не равной нулю. Установление точного соответствия суммарного тока смещения $I'_{\text{см}\parallel}$ (2.14) от движущейся заряженной нити через поверхность S_0 току переноса I_{n} (2.15) через эту же поверхность доказывает собой, прежде всего, ошибочность известных представлений (2.4), (2.9) о том, что токи смещения могут существовать только у нестационарных токов переноса [2–4]. Согласно (2.14), в противоположность известным представлениям [2, 3], ток смещения $I'_{\text{см}\parallel}$ (2.14) оказывается не равным нулю даже у постоянного тока переноса $I_{\text{n}} = \sigma v = \text{const}$ (2.15).

Ошибканость известных представлений о невозможности существования токов смещения у стационарных токов переноса I_{n} обусловлена, прежде всего, формальным по своему существу представлением о токе переноса I_{n} (2.15) движущейся заряженной нити и ошибочным допущением увлекаемости электрического поля вместе с заряженной нитью. Формальность соотношения (2.15) заключается, прежде всего, в том, что ток переноса I_{n} (2.15) не суммируется с током смещения $I'_{\text{см}\parallel}$ (2.14), как это имеет место для тока переноса и токов смещения одиночного движущегося заряда, несмотря на то, что оба тока $I'_{\text{см}\parallel}$ (2.14), I_{n} (2.15) пронизывают одну и ту же поверхность S_0 . Кроме того, формальность (2.15) проявляется еще в том, что в действительности как в случае одиночного заряда, так и в случае линейного постоянного тока (2.15), поверхность S_0 в рассматриваемый момент времени может пересекаться только одним элементарным зарядом $dq = \sigma dx$, так как все элементарные заряды dq_i заряженной нити не могут одновременно пересекать поверхность S_0 . Для тока же переноса элементарного заряда dq через поверхность S_0 (как это было рассмотрено выше в предыдущей главе) можно записать

$$dI_{\text{n}} = \frac{dq v}{2r_0} = \frac{\sigma v dx}{2r_0}, \quad (2.18)$$

где r_0 – радиус заряженной нити. Чтобы убедиться в том, что ток переноса через поверхность S_0 от движущейся заряженной нити определяется выражением (2.18), а не (2.15), представим (2.13) в виде суммы

$$\begin{aligned} I'_{\text{см}\parallel} &= \frac{\sigma v}{2r} \sin^3 \varphi_1 dx_1 + \frac{\sigma v}{2r} \sin^3 \varphi_2 dx_2 + \dots + \\ &+ \frac{\sigma v}{2r} \sin^3 \varphi_m dx_m + \dots + \frac{\sigma v}{2r} \sin^3 \varphi_n dx_n. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Предполагая, что поверхность S_0 в рассматриваемый момент времени пересекается, например, элементом dx_m , для которого следует положить $\phi_m = \pi/2$, то для элементарного тока dI'_m — m -го члена суммы (2.19) — можно записать

$$dI'_m = \frac{\sigma v}{2r} dx_m. \quad (2.20)$$

Так как сам элементарный заряд $dq_m = \sigma dx_m$ заряженной нити радиуса r_0 пересекает только поверхность $\delta S_0 = \pi r_0^2$, соизмеримую с сечением нити, а ток смещения $dI'_{cm||}$ от этого же элементарного заряда dq_m через внешнюю поверхность S_0 определяется выражением

$$dI'_{cm\,m} = dI'_n - dI'_m = \left(\frac{\sigma v dx_m}{2r_0} - \frac{\sigma v dx_m}{2r} \right)_{cm}, \quad (2.21)$$

то для тока переноса элементарного заряда $dq_m = \sigma dx_m$ заряженной нити устанавливаем

$$dI'_n = dI'_m + dI'_{cm\,m} = \frac{\sigma v dx_m}{2r_0}, \quad (2.22)$$

что эквивалентно току переноса одиночного движущегося заряда e радиуса r_0

$$dI_n = \frac{ev}{2r_0} \quad (2.23)$$

через поверхность $\delta S = \pi r_0^2$, соизмеримую с размерами заряда. Следовательно, для результирующего элементарного тока dI'_m (2.20) через сечение S_0 можно еще записать

$$dI'_m = dI'_n - dI'_{cm\,m} = \left(\frac{\sigma v dx_m}{2r_0} \right)_n - \left(\frac{\sigma v dx_m}{2r_0} - \frac{\sigma v dx_m}{2r} \right)_{cm} = \frac{\sigma v dx_m}{2r}. \quad (2.24)$$

Все остальные члены бесконечной суммы (2.19), для которых заведомо $\phi \neq \pi/2$, представляют собой только элементарные токи смещения $dI'_{cm||}$ через поверхность S_0 от элементарных движущихся зарядов $dq_i = \sigma dx_i$, которые в рассматриваемый момент времени не пересекают поверхность S_0 . Так как по абсолютному значению член dI'_m (2.20) в бесконечной сумме (2.19) достаточно мал, то с большой достоверностью можно утверждать, что дей-

ствительным током через сечение S_0 , которое пересекается движущейся заряженной нитью, является только один ток смещения $dI'_{\text{см}||}$ (2.14), (2.19). Ток переноса dI'_{n} (2.18) через поверхность S_0 от движущейся заряженной нити учитывается только одним m -м членом в бесконечной сумме (2.19), и им можно просто пренебречь. Формальное допущение существования тока переноса I_{n} , определяемого согласно (2.15), как это следует из рассмотренного, основывается на полном игнорировании возможности существования токов смещения $dI'_{\text{см}||}$ (2.11), (2.12) у движущихся элементарных зарядов $dq_i = \sigma dx_i$ заряженной нити (аналогичный формализм обнаруживается и при рассмотрении одиночных движущихся зарядов). Установление формального соотношения (2.15) оказывается возможным благодаря известным в литературе [2, 5, 6] представлениям о произвольности выбора поверхности интегрирования при определении тока переноса движущегося заряда через замкнутый контур и априорным допущением увлекаемости электрического поля.

Определив величину результирующего тока смещения $I'_{\text{см}||}$ (2.14), (2.19) через поверхность $S_0 = \pi r^2$, для нахождения значения напряженности магнитного поля H в точках вдоль контура L_0 , ограничивающего поверхность S_0 , используется функциональная зависимость

$$H = \frac{1}{c} \frac{2}{r} I'_{\text{см}||}, \quad (2.25)$$

которая справедлива и для токов смещения $dI'_{\text{см}||}$ от одиночных движущихся зарядов. Подставляя (2.14) в (2.25), устанавливаем

$$H = \frac{1}{c} \frac{2\sigma v}{r}. \quad (2.26)$$

Функциональная зависимость (2.25) для тока смещения аналогична с известной функциональной зависимостью [2, 7, 8] для тока переноса I_{n}

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2}{r} I_{\text{n}}, \quad (2.27)$$

которая определяет собой известное в науке радиальное магнитное поле H_{\perp} (как было отмечено в предыдущей главе). Подставляя (2.15) в (2.27), находим

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2\sigma v}{r}. \quad (2.28)$$

Из формальной эквивалентности (2.25), (2.27) и количественного совпадения (2.26), (2.28) можно заключить, что определяемое через аксиаль-

ную составляющую токов смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$ движущейся заряженной нити магнитное поле H (2.25), (2.26) представляет собой обычное радиальное магнитное поле H_{\perp} , т.е.

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2}{r} I'_{\text{cm}\parallel} = \frac{1}{c} \frac{2\sigma v}{r}. \quad (2.29)$$

3. Поверхности интегрирования для токов смещения в среде физического вакуума

Проведем исследование области существования токов смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$ (2.14), $I''_{\text{cm}\parallel}$ (2.17) от прямолинейного тока переноса $I_n = \sigma v$. Рассмотрим токи смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$, $I''_{\text{cm}\parallel}$ через разные концентрические поверхности S_1 и S_2 (рис. 17). Для поверхностей S_1 и S_2 из (2.14), (2.17) непосредственно устанавливаем

$$I'_{\text{cm}1} = \sigma v, \quad I''_{\text{cm}1} = -\sigma v, \quad (2.30)$$

$$I'_{\text{cm}2} = \sigma v, \quad I''_{\text{cm}2} = -\sigma v, \quad (2.31)$$

То же самое будет справедливо и для любой произвольной плоской поверхности S , концентричной с поверхностями S_1 и S_2

$$I'_{\text{cm}\parallel} = \sigma v = -I''_{\text{cm}\parallel}, \quad (2.32)$$

в том числе и для концентрических поверхностей S'_1 и S''_2 , находящихся в одной плоскости (рис. 17)

$$I'_{\text{cm}\parallel}(S'_1) = \sigma v = -I''_{\text{cm}\parallel}(S''_2), \quad (2.33)$$

$$I'_{\text{cm}\parallel}(S''_2) = \sigma v = -I''_{\text{cm}\parallel}(S'_1). \quad (2.34)$$

Столь странное проявление токов смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$ и $I''_{\text{cm}\parallel}$ в значительной

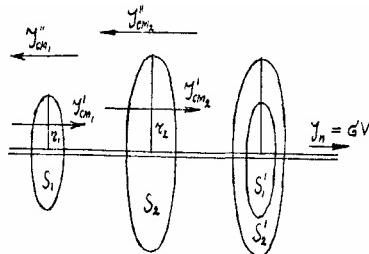


Рис. 17

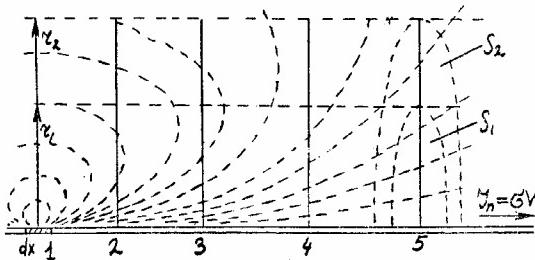


Рис. 18

мере обусловлено отличием природы токов смещения от токов переноса реальных зарядов. При отличном от нуля значении плотности токов смещения $j'_{\text{cm}||}, j''_{\text{cm}||}$ в любой точке пространства около движущейся прямолинейно заряженной нити, изменение поверхности интегрирования S

$$I'_{\text{cm}||} = \int_{S \neq \text{const}} j'_{\text{cm}||} dS = \sigma v = \text{const}, \quad (2.35)$$

$$I''_{\text{cm}||} = \int_{S \neq \text{const}} j''_{\text{cm}||} dS = -\sigma v = \text{const} \quad (2.36)$$

не приводит к изменению конечного результата, между тем как для тока переноса $I_{\text{п}}$ при тех же допущениях непрерывного распределения плотности тока переноса $j_{\text{п}}$ при $S \neq \text{const}$ имеем

$$I_{\text{п}} = \int_{S \neq \text{const}} j'_{\text{п}} dS \neq \text{const}. \quad (2.37)$$

На первый взгляд может показаться, что результаты (30), (31), (33)–(36) являются явно абсурдными, противоречащими здравому представлению и неприменимыми к реальному явлению. Однако, если рассмотреть процесс суммирования токов смещения от элементарных зарядов σdx движущейся заряженной нити через неизменные поверхности $S_1 = \pi r_1^2$ и $S_2 = \pi r_2^2$, находящихся на разных расстояниях от заряда e (рис. 18), учитывая замкнутый характер этих токов, то можно заметить, что увеличение поверхности интегрирования от S_1 до S_2 в плоскости, проходящей через точку 1, ведет к уменьшению результирующего тока смещения через рассматриваемую поверхность

$$dI'_{\text{cm}||}(S_1)_1 > dI'_{\text{cm}||}(S_2)_1, \quad \text{где} \quad S_2 > S_1, \quad (2.38)$$

так как часть линий тока, пересекающих сечение S_2 слева направо, пересекает ее повторно справа налево. В то же время как для сечений S_1 и S_2 в точке 5 увеличение поверхности интегрирования от S_1 до S_2 несколько увеличивает результирующий ток смещения

$$dI'_{\text{cm}\parallel}(S_1)_5 < dI'_{\text{cm}\parallel}(S_2)_5, \quad \text{где} \quad S_2 > S_1, \quad (2.39)$$

так как увеличивается количество линий тока через сечение S_2 . Однако для сечения в любой точке 1–5 всегда остаются справедливыми условия равенства токов $I'_{\text{cm}\parallel}$ и $I''_{\text{cm}\parallel}$, так что можно записать

$$\begin{aligned} dI'_{\text{cm}\parallel}(S_1)_1 &= -dI''_{\text{cm}\parallel}(S''_1)_1, & dI'_{\text{cm}\parallel}(S_2)_1 &= -dI''_{\text{cm}\parallel}(S''_2)_1, \\ \dots &\dots, & \dots &\dots \\ dI'_{\text{cm}\parallel}(S_1)_5 &= -dI''_{\text{cm}\parallel}(S''_1)_5, & dI'_{\text{cm}\parallel}(S_2)_5 &= -dI''_{\text{cm}\parallel}(S''_2)_5. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Из (2.40) для суммарного тока смещения через поверхности S_1 и S_2 непосредственно устанавливаем

$$\sum_i dI'_{\text{cm}\parallel}(S_1)_i = \sum_i dI''_{\text{cm}\parallel}(S''_1)_i, \quad (2.41)$$

$$\sum_i dI'_{\text{cm}\parallel}(S_2)_i = \sum_i dI''_{\text{cm}\parallel}(S''_2)_i. \quad (2.42)$$

С учетом (2.30), (2.31) для (2.41), (2.42) оказывается справедливым

$$I'_{\text{cm}\parallel}(S_1) = -I''_{\text{cm}\parallel}(S''_1) = \sigma v, \quad (2.43)$$

$$I'_{\text{cm}\parallel}(S_2) = -I''_{\text{cm}\parallel}(S''_2) = \sigma v, \quad (2.44)$$

что соответствует (2.35), (2.36). Следовательно, если учитывать микроструктуру токов смещения $dI'_{\text{cm}\parallel}$, $dI''_{\text{cm}\parallel}$ от отдельных элементарных зарядов σdx движущейся заряженной нити, то значение тока смещения через поверхность S_1 при ее увеличении будет, с одной стороны, уменьшаться от всех элементарных зарядов заряженной нити, находящихся достаточно близко к поверхности S_1 , с другой стороны, будет увеличиваться от всех элементарных зарядов нити, находящихся достаточно далеко от поверхности S_1 . Результирующее же значение тока смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$ через любую поверхность S , концентричную поверхности S_1 , будет стремиться к постоянной величине, равной σv , что как раз и имеет место в (2.35), (2.36).

Во всех рассмотренных выше случаях поверхность интегрирования S выбиралась в виде плоского круга, перпендикулярного к направлению тока переноса, центр которой либо пересекался элементарным зарядом σdx тока переноса, либо находился на продолжении прямолинейной траектории движения элементарного заряда σdx тока переноса (рис. 19), так что система

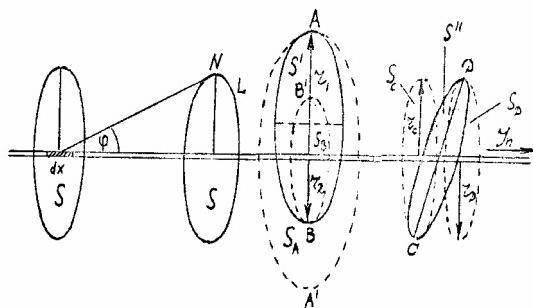


Рис. 19

элементарный заряд – поверхность интегрирования S всегда оказывалась цилиндрически симметричной относительно траектории движения заряда. Необходимость подобного выбора поверхности интегрирования S , вообще-то, строго не оговаривалась, поэтому представляет интерес исследовать различные случаи расположения поверхности S по отношению к направлению движения элементарного заряда тока переноса. Например, предположим, что плоская поверхность S' в виде круга радиуса r' смешена относительно траектории движения заряда так, как показано на рис. 19. При этом ток смещения через поверхность S' будет иметь не равное нулю значение $dI'_{\text{см}||} \neq 0$, однако магнитные поля в точках A и B не будут определяться выражением (2.25), т.е.

$$H_A \neq \frac{1}{c} \frac{2dI'_{\text{см}||}}{r'}, \quad (2.45)$$

$$H_B \neq \frac{1}{c} \frac{2dI'_{\text{см}||}}{r'}. \quad (2.46)$$

Более того, магнитное поле H_A в точке A может быть найдено, если будет найден ток смещения $dI'_{\text{см}||}$ только через поверхность круга S_A диаметром AA'_1

$$H_A \neq \frac{1}{c} \frac{2dI'_{\text{cm}\parallel}(S_A)}{r_1}, \quad (2.47)$$

центр которого, опять же, находится на траектории движения заряда σdx тока переноса. После определения магнитного поля H_A в точке A , согласно (2.47), через точку A может быть проведено бесчисленное количество окружностей или замкнутых кривых в плоскости поверхности S_A , однако магнитное поле H_A в точке A будет пропорционально току смещения $dI'_{\text{cm}\parallel}$ только через поверхность круга S_A , центр которой покоится на продолжении траектории движения рассматриваемого элементарного заряда σdx . Аналогично, магнитное поле H_B в точке B может быть определено только через ток смещения $dI'_{\text{cm}\parallel}$, пронизывающего поверхность круга S_B диаметром BB' , центр которого также находится на продолжении траектории движения заряда

$$H_B = \frac{1}{c} \frac{2dI'_{\text{cm}\parallel}(S_B)}{r_2}. \quad (2.48)$$

Если плоскость поверхности интегрирования S'' наклонена под углом к направлению движения заряда (рис. 19), то для нахождения магнитного поля в точках C и D необходимо определить токи смещения через параллельные друг другу концентрические поверхности S_C и S_D , которые перпендикулярны к направлению движения заряда σdx тока переноса, т.е.

$$H_C = \frac{1}{c} \frac{2dI'_{\text{cm}\parallel}(S_C)}{r_C}, \quad (2.49)$$

$$H_D = \frac{1}{c} \frac{2dI'_{\text{cm}\parallel}(S_D)}{r_D}. \quad (2.50)$$

Таким образом, из рассмотренных примеров следует, что условие соблюдения строгой цилиндрической симметрии при рассмотрении электродинамических явлений от движущегося элементарного заряда σdx или от движущейся заряженной нити является обязательно необходимым условием, так как это связано, очевидно, с действительно существующей цилиндрической симметрией рассматриваемых явлений и непосредственно связано с физикой природы рассматриваемого явления.

Особо следует остановиться на выпуклых поверхностях S_{δ} , опирающихся на круглый контур L радиуса r (рис. 20). В общем случае, конечно,

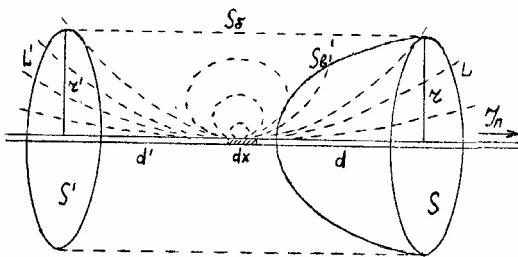


Рис. 20

ток смещения $dI'_{\text{cm}||}(S)$ через плоскую поверхность S , ограниченную контуром L , и через выпуклую поверхность S_{δ} , опирающуюся на тот же контур L , остается без изменения и равным

$$dI'_{\text{cm}||}(S) = dI'_{\text{cm}||}(S_{\delta}) = \frac{\sigma v}{2d} dx \sin^2 \varphi \cos \varphi, \quad (2.51)$$

так как количество линий тока смещения, пронизывающих одновременно эти поверхности, всегда должно оставаться одинаковым. Однако, с физической точки зрения, введение такого обобщения не углубляет наших представлений о токах смещения как таковых. Более того, ввиду произвольности выбора выпуклой поверхности S_{δ} можно представить, например, выпуклую поверхность $(S_{\delta} + S')$ в виде полого цилиндра, опирающегося на контур L и закрытого с другой стороны поверхностью S' (рис. 20). В этом случае ток смещения через выпуклую поверхность $(S_{\delta} + S')$ также будет равен току смещения через плоскую поверхность S

$$dI'_{\text{cm}||}(S_{\delta} + S') = dI'_{\text{cm}||}(S), \quad (2.52)$$

однако, как видно из рис. 20, ток смещения через выпуклую поверхность $(S_{\delta} + S')$ равен току смещения через одну поверхность S' , т.е.

$$dI'_{\text{cm}||}(S_{\delta} + S') = dI'_{\text{cm}||}(S'), \quad (2.53)$$

так как суммарный ток смещения через боковую поверхность цилиндра S_{δ} равен нулю:

$$dI'_{\text{cm}||}(S_{\delta}) = 0. \quad (2.54)$$

Следовательно, рассматривая ток смещения через выпуклую поверхность ($S_\delta + S'$) с целью определения, например, напряженности магнитного поля H вдоль контура L (или для определения магнитодвижущей силы в контуре L), в действительности приходится иметь дело только с током смещения $dI'_{\text{см}||}(S')$ через поверхность S' , которая охватывается контуром L' . Естественно, что ток смещения $dI'_{\text{см}||}(S')$ через поверхность S' может определять (принцип близкодействия) магнитное поле H' только вдоль контура L' , но никак не вдоль контура L . Формальный же перенос характеристик магнитного поля с контура L' на контур L , ввиду равенства токов смещения через поверхности S' и S , ограниченных этими контурами

$$dI'_{\text{см}||}(S') = dI'_{\text{см}||}(S), \quad (2.55)$$

приводит, конечно, к эквивалентным количественным результатам

$$H(S') = \frac{1}{c} \frac{2dI'_{\text{см}||}(S')}{r'}, \quad (2.56)$$

$$H(S) = \frac{1}{c} \frac{2dI'_{\text{см}||}(S)}{r}, \quad (2.57)$$

где

$$H(S') = H(S), \quad r' = r, \quad (2.59)$$

однако физической эквивалентности между этими полями $H(S')$ и $H(S)$ быть не может, так как рассматриваются совершенно разные, и притом пространственно разделенные друг от друга магнитные поля. Аналогичный вывод в какой-то степени применим и для любой другой выпуклой поверхности S_b , опирающейся на контур L . Поэтому для достоверного описания токов смещения и магнитного поля вдоль контура L необходимо и достаточно рассматривать токи смещения $dI'_{\text{см}||}$ только через плоскую круглую поверхность S , которую охватывает контур L .

Выводы

В заключение следует отметить, что известное формальное представление о токе переноса I_n (2.15) линейных токов находит себе широкое практическое применение в различных областях науки и техники, хотя, в действительности, реальным током линейного тока необходимо считать только аксиальный ток смещения, так как именно аксиальная составляющая токов смещения индуцирует в пространстве около линейного тока переноса из-

вестное в науке радиальное (векторное) магнитное поле. Широкое использование формального представления о токе переноса в электродинамике обусловлено, прежде всего, тем, что данное представление в некоторых случаях приводит к тем же количественным результатам, которые получаются при использовании представлений о реальных токах смещения. Кроме того, в практических случаях ток переноса легко определяется как измеряемая в опыте величина, между тем как токи смещения не являются величинами, непосредственно измеряемыми в опыте, и для их установления требуется проведение соответствующих вычислений. Однако это ни в коей мере не означает, что токи смещения одиночных зарядов и токи смещения линейных токов, с практической точки зрения, имеют только второстепенное значение. В действительности именно токи смещения являются реальными физическими токами, которые обуславливают индукцию магнитных полей в пространстве около движущихся зарядов и элементов любого тока. Углубление наших представлений об истинной природе электрического тока и индуцируемого им магнитного поля несомненно расширит перспективы практического использования этих явлений. Если же речь вести о физике явления электромagnetизма, то, как было показано выше, формальное представление о токах переноса как одиночных движущихся зарядов, так и линейных токов, необходимо признать полностью неприемлемым, так как использование этого представления приводит к грубому искажению физической сущности явления.

Литература

1. Парселл Э. Электричество и магнетизм. – М.: Наука, ФМЛ, 1971. – С. 262-264.
2. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – С. 83, 204, 397.
3. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1962. – С. 58, 86.
4. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1975. – С. 174, 179, 183, 197, 199.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Кн. 6. – М.: Мир, 1977. – С. 80, 270.
6. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. – М.: Физматгиз, 1962. – С. 43, 81, 84.
7. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Гостехиздат, 1956. – С. 176.
8. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Кн. 5. – М.: Мир, 1977. – С. 266.

Глава 3. Токи смещения и аксиальное (скалярное) магнитное поле движущегося заряда

(1978 г.)

1. Токи смещения одиночного движущегося заряда в среде физического вакуума

Как было рассмотрено в двух предыдущих главах работы, для любой точки пространства около движущегося заряда e вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ не может быть положен равным нулю

$$\mathbf{j}_{\text{см}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \neq 0. \quad 3.1)$$

Кроме того, было доказано, что через любую поверхность S_0 в виде круга с центром на траектории движения заряда e и перпендикулярной к его направлению, ток смещения $dI'_{\text{см}\parallel}$ через поверхность $(S_0 - \delta S_0)$ замыкается равным и противоположно направленным ему током смещения $dI''_{\text{см}\parallel}$ через внешнюю поверхность S_0 , охватывающую поверхность S_0 . Из сказанного можно сделать вывод, что токи смещения в пространстве около движущегося заряда имеют соленоидальный характер (рис. 21) и что, в общем случае, вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ (3.1) в любой точке пространства имеет произвольное направление, не совпадающее с направлением движения заряда e (за исключением частного случая для плоскости S , пересекающей заряд e). Следовательно, для любой точки пространства всегда представляется возможным вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ (3.1) разложить на две составляющие $\mathbf{j}_{\text{см}\parallel}$ и $\mathbf{j}_{\text{см}\perp}$, одна из которых $\mathbf{j}_{\text{см}\parallel}$ была бы параллельна направлению движения заряда e , а другая $\mathbf{j}_{\text{см}\perp}$ – перпендикулярна (см. рис. 21)

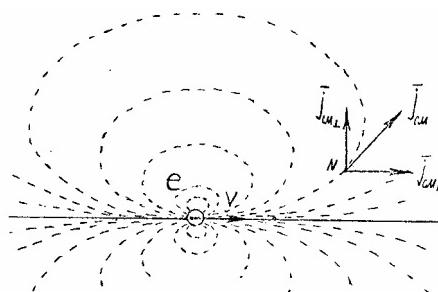


Рис. 21

$$\mathbf{j}_{cm} = \mathbf{j}_{cm\parallel} + \mathbf{j}_{cm\perp}. \quad (3.2)$$

С учетом (3.1) для (3.2) можно записать

$$\mathbf{j}_{cm\parallel} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}_{\parallel}}{\partial t}, \quad (3.3)$$

$$\mathbf{j}_{cm\perp} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}_{\perp}}{\partial t}, \quad (3.4)$$

где \mathbf{E}_{\parallel} и \mathbf{E}_{\perp} – аксиальная и радиальная составляющие вектора электрического поля \mathbf{E} в точке наблюдения. Для вектора электрического поля \mathbf{E} в точке наблюдения справедлива запись

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{\parallel} + \mathbf{E}_{\perp}. \quad (3.5)$$

Основные свойства аксиальной составляющей вектора плотности тока смещения $\mathbf{j}_{cm\parallel}$ (3.3) достаточно полно описаны в предыдущих двух главах работы. Полученные же точные совпадения конечных результатов для радиального магнитного поля H_{\perp} через аксиальную составляющую токов смещения и через формальный ток переноса как движущегося одиночного заряда, так и линейного тока, доказывают собой полную достоверность описания известных электромагнитных свойств движущихся зарядов только через одну аксиальную составляющую вектора плотности тока смещения $\mathbf{j}_{cm\perp}$ (3.3). Причем, следует отметить, что описание радиального магнитного поля H_{\perp} движущихся зарядов через аксиальную составляющую токов смещения $I'_{cm\parallel}$ подчиняется более приемлемому, с физической точки зрения, принципу близкодействия, между тем как описание того же радиального магнитного поля H_{\perp} через формальный ток переноса I_{Π} базируется, как из-

вестно, на не физическом принципе дальнодействия. В свою очередь, из достоверности описания известных электромагнитных свойств движущегося заряда e только через одну аксиальную составляющую токов смещения $I'_{\text{см}\parallel}$, непосредственно следует и правомерность использования предложенного метода для описания как самих токов смещения $I'_{\text{см}\parallel}$ движущегося заряда e , так и индуцируемых ими магнитных полей H_{\perp} . Кроме того, из правомерности применимости предложенного метода описания аксиальной составляющей $I'_{\text{см}\parallel}$ токов смещения и индуцируемых ими радиальных магнитных полей H_{\perp} непосредственно следует и возможность применения указанного метода и для описания радиальной составляющей $I_{\text{см}\perp}$ токов смещения и индуцируемых ими магнитных полей.

2. Аксиальное (скалярное) магнитное поле движущегося заряда

Радиальная составляющая токов смещения $I_{\text{см}\perp}$ определяется интегрированием по поверхности S радиальной составляющей $\mathbf{j}_{\text{см}\perp}$ (3.4) вектора плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ согласно

$$I_{\text{см}\perp} = \int_S \mathbf{j}_{\text{см}\perp} dS . \quad (3.6)$$

Для определения производной по времени $\partial \mathbf{E}_{\perp} / \partial t$ в уравнении (3.4) рассмотрим радиальную составляющую \mathbf{E}_{\perp} (3.5) вектора электрического поля \mathbf{E} в точке N в виде (рис. 22)

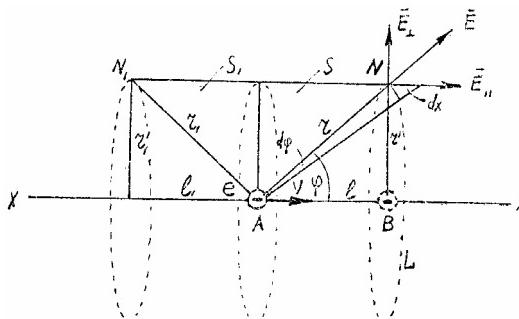


Рис. 22

$$E_{\perp} = \frac{e}{r'^2} \sin^3 \varphi. \quad (3.7)$$

Для приращения электрического поля dE_{\perp} в точке N при перемещении заряда e на отрезке пути dx находим

$$dE_{\perp} = \frac{e}{r'^2} \sin^3 \varphi \cos \varphi d\varphi. \quad (3.8)$$

Рассматривая приращение dE_{\perp} (3.8) за промежуток времени dt , для плотности тока смещения $j_{cm\perp}$ в точке N будем иметь

$$\mathbf{j}_{cm\perp} = \frac{1}{4\pi} \frac{dE_{\perp}}{dt} = \frac{3e \sin^2 \varphi \cos \varphi d\varphi}{4\pi r'^2 dt}. \quad (3.9)$$

Время dt найдется из условия

$$dt = dx/v, \quad (3.10)$$

где

$$dx = \frac{r d\varphi}{\sin \varphi} = \frac{r' d\varphi}{\sin^2 \varphi}. \quad (3.11)$$

С учетом (10), (11), для плотности тока смещения $j_{cm\perp}$ (3.9) получим

$$j_{cm\perp} = \frac{3}{4\pi} \frac{ev}{r'^3} \sin^4 \varphi \cos \varphi. \quad (3.12)$$

или, производя замену $r' = l \operatorname{tg} \varphi$,

$$j_{cm\perp} = \frac{3}{4\pi} \frac{ev}{l^3} \cos^4 \varphi \sin \varphi. \quad (3.13)$$

Определим суммарный радиальный ток смещения $I_{cm\perp}$ от элементарного заряда e через цилиндрическую поверхность S радиуса r' и высотой l (рис.22), для чего запишем

$$I_{cm\perp} = \int_S j_{cm\perp} dS. \quad (3.14)$$

Полагая

$$dS = 2\pi r' dx \quad (3.15)$$

или, с учетом (3.11),

$$dS = \frac{2\pi r' d\varphi}{\sin^2 \varphi} \quad (3.16)$$

и производя в (3.16) замену $r' = l \operatorname{tg} \varphi$,

$$dS = \frac{2\pi l^2 d\varphi}{\cos^2 \varphi}, \quad (3.17)$$

из (3.13) и (3.17) для (3.14) устанавливаем

$$I_{cm\perp} = \frac{3}{2} \frac{ev}{l} \int_{\varphi}^{\pi/2} \cos^2 \varphi \sin \varphi d\varphi. \quad (3.18)$$

Интегрирование (3.18) дает

$$I_{cm\perp} = -\frac{ev}{2l} \cos^3 \varphi \Big|_{\varphi}^{\pi/2} = \frac{ev}{2l} \cos^3 \varphi. \quad (3.19)$$

Учитывая цилиндрическую симметрию радиальных токов смещения $I_{cm\perp}$ (3.19) относительно направления движения элементарного заряда e и допуская однородность вакуумного пространства, а также принимая во внимание магнитные свойства аксиальных токов смещения $I_{cm\parallel}$, для магнитного поля H_{\parallel} от радиального тока смещения $I_{cm\perp}$ (3.19) вдоль контура L радиуса r' можно записать

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{2I_{cm\perp}}{l}. \quad (3.20)$$

Подстановка (3.19) в (3.20) дает

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{l^2} \cos^3 \varphi. \quad (3.21)$$

Производя в (3.21) замену $l = r \cos \varphi$, окончательно для магнитного поля H_{\parallel} движущегося заряда e от радиального тока смещения $I_{cm\perp}$ (3.19) будем иметь

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \cos \varphi. \quad (3.22)$$

Из функциональной зависимости (3.22) следует, что максимум напряженности магнитного поля H_{\parallel} , в противоположность известному радиальному магнитному полю H_{\perp} , локализуется по направлению движения заряда и против, что представляет, опять же, естественное удобство определить

данное магнитное поле H_{\parallel} как аксиальное магнитное поле движущегося заряда e . Однако для точки N от аксиальной составляющей $I'_{cm\parallel}$ токов смещения движущегося заряда e имеем еще неравное нулю радиальное магнитное поле H_{\perp} , определяемое согласно известной зависимости

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi. \quad (3.23)$$

Таким образом, помимо известного радиального магнитного поля H_{\perp} (3.23), определяемого через аксиальную составляющую $\mathbf{j}'_{cm\parallel}$ (3.3) вектора плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} , в пространстве около движущегося элементарного заряда e индуцируется еще не равное нулю аксиальное магнитное поле H_{\parallel} (3.22), определяемое через радиальную составляющую $\mathbf{j}_{cm\perp}$ (3.4) вектора плотности тока смещения $\mathbf{j}_{cm\parallel}$.

Проведем исследование тока смещения $dI_{cm\perp}$ (3.19) от элементарного тока переноса $dI_n = \sigma dx/dt$. Прежде всего отметим, что радиальная составляющая тока смещения $I_{cm\perp_1}$ от элементарного заряда $dq = \sigma dx$ через цилиндрическую поверхность $S_1 = S$ радиуса $r'_1 = r'$ и высоты $l_1 = l$ (рис. 22) равна по величине и противоположна по направлению радиальной составляющей тока смещения $dI_{cm\perp}$ от этого же элементарного заряда $dq = \sigma dx$ через поверхность S

$$I_{cm\perp_1} = -I_{cm\perp} = -\frac{ev}{2l} \cos^3 \varphi. \quad (3.24)$$

Следовательно, если на прямой XX рассматриваются два элементарных заряда σdx_1 и σdx_2 в точках A и B (рис. 22), то суммарный радиальный ток смещения от этих элементарных зарядов через цилиндрическую поверхность $S = 2\pi r'l$ между этими элементарными зарядами будет равен, очевидно, нулю:

$$dI_{cm\perp} = dI_{cm\perp_1} + dI_{cm\perp_2} = 0, \quad (3.25)$$

так как токи смещения от этих зарядов через общую поверхность S равны по величине и противоположны по направлению. Аналогичным образом можно показать, что и для любой другой пары зарядов, например, достаточно длинной прямолинейной заряженной нити, движущейся со скоростью v , суммарный ток смещения $dI_{cm\perp}$ через пространство между этими зарядами также равен нулю. Но в таком случае, если просуммировать токи смещения от всех парных зарядов σdx_i , σdx_k движущейся заряженной нити, то для результирующего радиального тока смещения $I_{cm\perp}$ от движущейся заряженной нити найдем

$$I_{\text{см}\perp} \equiv 0. \quad (3.26)$$

Из (3.26) непосредственно следует, что для движущейся со скоростью v зараженной нити аксиальное магнитное поле H_{\parallel} оказывается равным нулю

$$H_{\parallel} \equiv 0. \quad (3.27)$$

Таким образом, аксиальное магнитное поле H_{\parallel} (3.22), физическая природа которого остается полностью еще не ясной, индуцируется радиальными токами смещения $I_{\text{см}\perp}$ (3.19) только в пространстве около одиночных движущихся зарядов или сгустков зарядов, а также передним и задним концами отрезка движущейся заряженной нити. Так как на практике в лабораторных условиях приходится иметь дело с магнитными полями, в основном, от линейных токов в электрических цепях, а процесс измерения магнитного поля от движущихся одиночных зарядов или сгустков зарядов в практических случаях весьма затруднителен, то этими обстоятельствами, в какой-то степени, можно объяснить тот факт, что до настоящего времени существование аксиального магнитного поля H_{\parallel} (3.22) в физике не было обнаружено. В значительной степени этому способствовало и отсутствие в физике общефизического обоснования необходимости существования у движущихся зарядов, помимо радиального магнитного поля H_{\perp} , еще и аксиального магнитного поля H_{\parallel} .

Можно допустить, хотя это и не очевидно, что свойства аксиального магнитного поля H_{\parallel} , в какой-то степени, схожи со свойствами известного радиального магнитного поля H_{\perp} . В этом случае для определения направления вектора аксиального магнитного поля H_{\parallel} в пространстве около движущегося заряда e запишем (3.23) в виде (рис. 23)

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{2I_{\text{см}\perp}}{l_1^2} [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{r}], \quad (3.28)$$

где \mathbf{k}_0 – единичный вектор, совпадающий по направлению с вектором радиального тока смещения $I_{\text{см}\perp}$. Из (3.28) следует, что вектор аксиального магнитного поля \mathbf{H}_{\parallel} во всем пространстве около движущегося заряда e антипараллелен вектору радиального магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} , определяемого согласно аналогичной по виду зависимости

$$\mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2I_{\text{см}\parallel}}{r_1^2} [\mathbf{m}_0 \times \mathbf{r}], \quad (3.29)$$

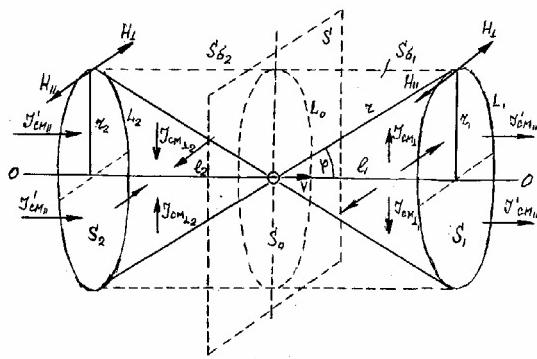


Рис. 23

где \mathbf{m}_0 – единичный вектор, совпадающий по направлению с вектором аксиального тока смещения $I_{\text{см}\parallel}$. Однако, ввиду того, что по своей природе аксиальное H_{\parallel} и радиальное H_{\perp} магнитные поля несколько отличны друг от друга, обычное суммирование к векторам \mathbf{H}_{\parallel} и \mathbf{H}_{\perp} оказывается неприменимым

$$\mathbf{H} \neq \mathbf{H}_{\parallel} + \mathbf{H}_{\perp}. \quad (3.30)$$

Формальная сущность зависимости (3.28) для аксиального магнитного поля \mathbf{H}_{\parallel} как векторной величины проявляется, прежде всего, в том, что направление единичного вектора \mathbf{k}_0 , определяющего направление радиального тока смещения $I_{\text{см}\perp}$ в пространстве около движущегося заряда e , не соответствует истинному направлению, по которому перемещается в рассматриваемый момент времени движущийся заряд, как это имеет место, например, для радиального магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} (3.29). Кроме того, если исходить из допущения, что расходящиеся радиальные токи смещения $I_{\text{см}\perp}$ правого полупространства (рис. 23), локализованного между параллельными плоскостями S_0 и S_1 , перпендикулярных к направлению движения заряда e , индуцируют аксиальное магнитное поле

$$H_{\parallel_i} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^3} [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{r}] \quad (3.31)$$

в точках на окружности радиуса r_1 , направление которого, по правилу буравчика, противоположно направлению радиального магнитного поля

$$H_{\perp_i} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^3} [\mathbf{m}_0 \times \mathbf{r}] \quad (3.32)$$

в точках на этой же окружности, индуцируемого аксиальным током смещения $I_{\text{см}\parallel}$ через плоскую поверхность S_1 . То в левом полупространстве сходящиеся радиальные токи смещения $I_{\text{см}\perp_2}$, локализованные между параллельными плоскостями S_2 и S_0 , индуцируют аксиальное магнитное поле \mathbf{H}_{\parallel_2} в точках на окружности радиуса r_2 , которое также противоположно радиальному магнитному полю \mathbf{H}_{\perp_2} от аксиального тока смещения $I_{\text{см}\perp}$ в точках на этой же окружности радиуса r_2 . Однако, если в рассмотренном случае исходить из общезвестных представлений о токах переноса, то расходящиеся радиальные токи переноса $I_{\text{п1}}$, локализованные между двумя параллельными плоскими поверхностями S_1 и S_0 (рис. 24), должны индуцировать противоположно направленные магнитные поля \mathbf{H}_{\perp_1} и \mathbf{H}_{\perp_2} с замкнутыми круговыми силовыми линиями с двух сторон от параллельных плоскостей S_1 и S_0 . Следовательно, если допустить, что радиальные токи смещения $I_{\text{см}\perp}$ по своим свойствам эквивалентны обычным радиальным токам переноса $I_{\text{п1}}$, то в плоскости S (рис. 24) напряженность аксиального магнитного поля H_{\parallel} , казалось бы, должна быть равна удвоенному значению напряженности магнитного поля \mathbf{H}_{\parallel} (3.31), которая имеет место справа и слева от плоских поверхностей S_2 и S_1 . Но данный вывод противоречит установленной функциональной зависимости (3.22) для напряженности аксиального магнитного поля H_{\parallel} , которая для случая $\varphi = 90^\circ$ дает

$$H_{\parallel} \equiv 0. \quad (3.33)$$

Таким образом, несмотря на то, что суммарный радиальный ток смещения $I_{\text{см}\perp}$ (3.19) через боковую цилиндрическую поверхность $S_{\delta 1}$ радиуса r_1 (рис. 23), ограниченной окружностями S_1 и S_0 , не равен нулю, аксиальное магнитное поле H_{\parallel} от этого тока смещения, определяемое выражением

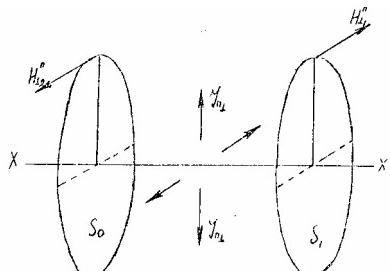


Рис. 34

(3.22), индуцируется только вдоль одной внешней окружности L_1 , между тем как аксиальное магнитное поле H_{\parallel} вдоль окружности L_0 оказывается равным нулю. В этом проявляется особенность специфических свойств токов смещения в отличие от известных свойств тока переноса реальных зарядов. Можно показать, что к аналогичным выводам можно прийти и при анализе свойств аксиального тока смещения. Например, напряженность радиального магнитного поля H_{\perp} в точке наблюдения N , как было установлено в первой главе III части, определяется полным током смещения только через такую цилиндрическую трубку сечением S и с точкой N на ее поверхности, ось которой в данный момент времени совпадает с направлением траектории движения заряда e , вне зависимости от величины тока смещения через любую другую цилиндрическую трубку (или трубку произвольной формы), поверхность которой также пересекается с точкой N . В частном случае, если точка наблюдения N находится на произвольном контуре L' (или L'') и совпадает с траекторией движения заряда e (рис. 25), то, вне зависимости от

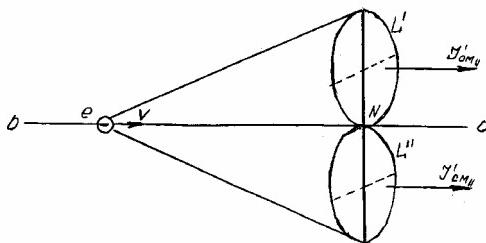


Рис. 25

величины токов смещения $I'_{cm\parallel_1}$, $I'_{cm\parallel_2}$, пронизывающих контуры L' и L'' , напряженность радиального магнитного поля H_{\perp} на поверхности трубы тока смещения в точке N будет равна нулю. Другими словами, напряженность радиального магнитного поля H_{\perp} на оси $O-O'$, совпадающей с направлением движения заряда e , при рассмотрении двух одинаковых касающихся контуров L' и L'' равна нулю не оттого, что напряженности магнитных полей в точке N от одинаковых токов смещения $I'_{cm\parallel_1}$ и $I'_{cm\parallel_2}$ равны по величине и противоположны по направлению, как это может быть представлено на первый взгляд, а оттого, что радиальные магнитные поля H_{\perp} от токов смещения $I'_{cm\parallel_1}$ и $I'_{cm\parallel_2}$ на оси $O-O'$ вообще не индуцируются. Равенство нулю напряженности радиального магнитного поля H_{\perp} в точках, находящихся на продолжении траектории движения заряда e , непосредственно следует из известной функциональной зависимости (3.23), (3.29), (3.32).

Следовательно, можно сделать вывод, что ось симметрии цилиндрической трубы аксиального тока смещения играет существенную роль в определении величины аксиального тока смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$, так как представляет собой естественное начало отсчета для определения сечения S_0 трубы тока смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$.

Аналогичным образом, и аксиальное магнитное поле H_{\parallel} вдоль контура L_1 , охватывающего поверхность S_1 (рис. 23), индуцируемое радиальным током смещения $I_{\text{cm}\perp}$, определяется такой боковой цилиндрической поверхностью $S_{\delta 1} = 2\pi r_1 l_1$, размеры l_1 которой отсчитываются от плоскости S , пересекаемой в данный момент времени движущимся зарядом e . То есть плоскость S играет роль естественного начала отсчета в определении величины радиального тока смещения $I_{\text{cm}\perp}$ движущегося одиночного заряда. В этом, очевидно, и проявляются общие свойства радиального $I_{\text{cm}\perp}$ и аксиального $I'_{\text{cm}\parallel}$ токов смещения движущегося заряда и их определенное отличие от свойств токов переноса реальных зарядов. Если началом отсчета для аксиального тока смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$ является ось 0-0 (рис. 23), совпадающая в данный момент времени с траекторией движения заряда e , и на оси 0-0 радиальное магнитное поле H_{\perp} от аксиального тока смещения $I'_{\text{cm}\parallel}$ не индуцируется, то, ввиду того, что началом отсчета для радиального тока смещения $I_{\text{cm}\perp}$ является плоскость S , пересекающая в данный момент времени движущийся заряд e , то можно сделать вывод, что и аксиальное магнитное поле H_{\parallel} на плоскости S от радиального тока смещения $I_{\text{cm}\perp}$ также не должно индуцироваться. Формально равенство нулю напряженности магнитного поля H_{\parallel} на плоскости S от радиального тока смещения $I_{\text{cm}\perp}$ (3.19) как раз и отражается функциональной зависимостью (3.22), которая при $\varphi = 90^\circ$ соответствует (3.33), т.е.

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \cos \varphi \equiv 0. \quad (3.34)$$

3. Энергия скалярного магнитного поля и кинетическая энергия заряда

Таким образом, установленные выше общие физические свойства аксиальной $I'_{\text{cm}\perp}$ и радиальной $I'_{\text{cm}\parallel}$ составляющей тока смещения I_{cm} несколько отличаются от известных свойств токов переноса реальных зарядов. Отличие это, как было отмечено выше, проявляется, прежде всего, в том, что величина составляющих $I'_{\text{cm}\parallel}$ и $I'_{\text{cm}\perp}$ тока смещения I_{cm} может быть определена только при строгом учете цилиндрически-симметричной структуры распределения токов смещения в пространстве около движущегося заряда e .

Индукируемые же аксиальнойной $I'_{\text{см}\parallel}$ и радиальной $I'_{\text{см}\perp}$ составляющими тока смещения соответственно радиальные H_\perp и аксиальные H_\parallel магнитные поля непосредственно связаны с внешними (по отношению к движущемуся заряду e) соответственно цилиндрическими и плоскими поверхностями, ограничивающих токи смещения $I'_{\text{см}\parallel}$ и $I'_{\text{см}\perp}$. Причем радиальное магнитное поле H_\perp определяется непосредственно (по принципу близкодействия) на поверхности цилиндрической трубки, ограничивающей аксиальный ток смещения $I'_{\text{см}\parallel}$, а аксиальное магнитное поле H_\parallel определяется непосредственно (по принципу близкодействия) на плоской поверхности, ограничивающей радиальный ток смещения $I'_{\text{см}\perp}$. Распределение же радиального H_\perp и аксиального H_\parallel магнитных полей в пространстве около движущегося со скоростью v ($v \ll c$) заряда e определяется функциональными зависимостями (3.23) и (3.22), причем максимум напряженности радиального магнитного поля H_\perp локализуется в направлении, перпендикулярном к направлению движения заряда e , а максимум напряженности аксиального магнитного поля H_\parallel локализуется по направлению и против движения заряда e . Однако, несмотря на то, что радиальное H_\perp и аксиальное H_\parallel магнитные поля движущегося одиночного заряда e определяются от аксиальнойной $I'_{\text{см}\parallel}$ и радиальной $I'_{\text{см}\perp}$ составляющей одного и того же тока смещения $I'_{\text{см}}$ движущегося заряда e , необходимость существования полного тождества физических свойств этих полей H_\perp и H_\parallel не является очевидной. Вполне допустимо, что между радиальным H_\perp и аксиальным H_\parallel магнитными полями могут быть и принципиальные отличия (выше уже обращалось внимание на некоторые отличия) и на первом этапе целесообразнее рассматривать эти поля как самостоятельные явления. Однако при оценке общих электромагнитных свойств движущихся зарядов аксиальные H_\parallel и радиальные H_\perp магнитные поля должны рассматриваться только в неразрывном единстве. Например, основываясь на общих представлениях об энергии магнитных полей, определим энергию радиального H_\perp и аксиального H_\parallel магнитных полей, индуцируемых в пространстве около движущегося со скоростью v заряда e . Несмотря на наличие определенного отличия в физических свойствах радиального H_\perp и аксиального H_\parallel магнитных полей движущегося заряда e , с достоверностью можно утверждать, что на образование аксиального магнитного поля H_\parallel движущегося заряда e , аналогично как и на образование радиального магнитного поля H_\perp , должна быть затрачена вполне определенная энергия, которая может быть определена согласно известной зависимости

$$W_{H_\parallel} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_\parallel^2 dV. \quad (3.35)$$

Подставляя (3.22) в (3.35) и заменяя $dV = 2\pi r^2 \sin \varphi dr d\varphi$, получим

$$W_{H_{\parallel}} = \frac{e^2 v^2}{4c^2} \int_{r_0}^{\infty} dr \int_0^{\pi} \frac{\cos^2 \varphi \sin \varphi d\varphi}{r^2} = \frac{1}{6} \frac{e^2 v^2}{r_0 c^2}, \quad (3.36)$$

где r_0 – радиус заряда e . Применимально к заряду e электрона, движущегося со скоростью v , для которого справедливо равенство

$$m_0 c^2 = e^2 / r_0, \quad (3.37)$$

из (3.36) непосредственно устанавливаем

$$W_{H_{\parallel}} = \frac{1}{3} \left(\frac{m_0 v^2}{2} \right) = \frac{1}{3} W_k, \quad (3.38)$$

где W_k – кинетическая энергия «механической» массы m_0 электрона. С учетом энергии радиального магнитного поля H_{\perp} движущегося со скоростью v электрона e

$$W_{H_{\perp}} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\perp}^2 dV = \frac{1}{3} \frac{e^2 v^2}{r_0 c^2}, \quad (3.39)$$

которая находится в известном [1–5] соотношении с кинетической энергией массы m_0 электрона

$$W_{H_{\perp}} = \frac{2}{3} \left(\frac{m_0 v^2}{2} \right) = \frac{2}{3} W_k, \quad (3.40)$$

для полной энергии магнитных полей H_{\parallel} и H_{\perp} устанавливаем тождество

$$W_{H_{\Pi}} = W_{H_{\parallel}} + W_{H_{\perp}} = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2 v^2}{r_0 c^2} \right) = \frac{m_0 v^2}{2} \equiv W_k. \quad (3.41)$$

Из (3.41) следует, что кинетическую энергию движущегося со скоростью v электрона e можно интерпретировать либо как кинетическую энергию «механической» массы m_0 электрона

$$W_k = m_0 v^2 / 2, \quad (3.42)$$

либо как кинетическую энергию электромагнитной массы m_3 электрона

$$m_3 = \frac{e^2}{r_0 c^2}, \quad (3.43)$$

т.е.

$$W_H = \frac{m_0 v^2}{2} \quad (3.44)$$

До настоящего времени в физике не выработано окончательного представления о природе кинетической энергии движущегося заряда электрона. С одной стороны, в физике нет достоверных сведений о том, что имеющаяся у электрона «механической» массой m_0 действительно является инертной массой m_i , которая обусловливает собой инерционные свойства движущегося заряда электрона. С другой стороны, в физике нет достоверных сведений о том, что имеющаяся у электрона «механической» массой m_0 действительно является по природе своей гравитационной массой $m_{\Gamma p}$ (т.е. массой m_0 , имеющей эквивалентную гравитационную массу $m_{\Gamma p}$). Парадоксальная ситуация с «механической массой» еще более обостряется, если принять во внимание, что еще в начале XX века в общем было уже известно [5], что в кинетической энергии движущегося заряда электрона не учитывается энергия собственного магнитного поля заряда. Еще ранее были известны работы [6–8], выводы которых ставят под сомнение механическую природу массы электронов в сгустках. Кроме того, имеются экспериментальные результаты [9,11], которые можно интерпретировать как противоречащие механическому представлению о массе m_0 электрона [11]. С другой стороны, в настоящее время уже не представляется возможным игнорировать существование хотя бы известного радиального магнитного поля H_{\perp} движущегося заряда и присущие ему инерционные и энергетические свойства. После же проведенного выше обоснования возможности существования еще и аксиального магнитного поля H_{\parallel} у движущегося заряда и установления функциональных зависимостей (3.38), (3.41), которые удивительно точно дополнили известные представления об инерционных и энергетических свойствах радиального магнитного поля H_{\perp} , то кинетическая энергия движущегося электрона может быть интерпретирована теперь только как кинетическая энергия электромагнитной массы m_0 (3.43) электрона e [11]. Категоричность такого заключения основывается на очевидных доводах, что движущийся со скоростью v электрон e не может иметь одновременно и кинетическую энергию «механической» инерционной массы m_0 электрона

$$W_k = m_0 v^2 / 2 \quad (3.45)$$

и кинетическую энергию электромагнитной инерционной массы m_0 полного магнитного поля H_{Π} (3.41) электрона

$$W_{H_{\Pi}} = m_0 v^2 / 2 = m_0 v^2 / 2. \quad (3.46)$$

Из двух видов энергии W_k (3.45) и W_{H_n} (3.46) движущегося электрона e достоверной может считаться только энергия W_{H_n} (3.46) полного магнитного поля H_n , так как достоверность существования у движущегося электрона магнитного поля подтверждена многочисленными экспериментами.

Известо, что при ускорении электрона в электрическом поле E с разностью потенциалов U до скорости v затрачивается работа $A = Ue$ тождественно равная приобретаемой электроном кинетической энергии

$$A \equiv W = \frac{m_0 v^2}{2} \quad (3.47)$$

или, что то же самое, как энергию W_H (3.41) полного магнитного поля H_n движущегося электрона

$$W_{H_n} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_n^2 dV, \quad (3.48)$$

формально определяемого согласно зависимости

$$H_n = \sqrt{H_{||}^2 + H_{\perp}^2}. \quad (3.49)$$

С учетом (3.22), (3.23), для (3.48), (3.49) можно записать

$$H_n = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2}. \quad (3.50)$$

Полученные зависимости (3.48), (3.49) подтверждает сделанный ранее вывод (3.30) о не векторной природе аксиального магнитного поля $H_{||}$. Однако, с другой стороны, в выражении (3.50) для некоего полного магнитного поля движущегося электрического заряда, как будет показано ниже, заложен достаточно глубокий физический смысл. Полное магнитное H_n поле по своей структуре представляет собой аналог обычного сферически симметричного электрического поля E кулоновского типа, но с обратным знаком и по величине уменьшенного на динамический коэффициент v/c

$$H_n = \frac{v}{c} E. \quad (3.51)$$

Выражение (3.51) можно интерпретировать как деформацию (изменение) электрического поля заряда при его движении в среде физического вакуума.

Однако необходимо отметить, что установление тождества (3.41) оказывается возможным только для таких простейших элементарных частиц e , какими являются электроны и позитроны. Для всех других элементарных заряженных частиц полная кинетическая энергия W_0 движущейся со скоростью v ($v \ll c$) частицы с зарядом e должна складываться из двух энергий

$$W_0 = \frac{mv^2}{2} + \frac{m_3 v^2}{2} = W_k + W_H, \quad (3.52)$$

т.е. из кинетической энергии W_k механической массы m движущейся заряженной частицы e и из кинетической энергии W_H электромагнитной массы m_3 , полного магнитного поля движущегося заряда e . Принципиальное отличие между энергиями W_k и W_H заключается в том, что при суммировании кинетической энергии нескольких заряженных частиц массой m и зарядом e , движущихся, например, в сгустке, кинетическая энергия «механической» массы оказывается строго линейной функцией от количества частиц в сгустке, между тем как кинетическая энергия электромагнитной массы полного магнитного поля H_{\parallel} зарядов e в движущемся сгустке не является линейной функцией от количества частиц в сгустке [6–8, 11].

Таким образом, с точки зрения закона сохранения полной кинетической энергии движущегося заряда электрона e , представление о реальности существования аксиального магнитного поля H_{\parallel} (22) не встречает затруднений. Даже, более того, учитывая энергию аксиального магнитного поля H_{\parallel} и соответствующие инерционные свойства этого поля, удается устраниТЬ имеющиеся трудности и противоречия в интерпретации инерционных свойств отдельных электронов и инерционных свойств сгустков электронов и получить цельное представление об электромагнитных свойствах движущегося заряда.

Достоверность существования аксиального магнитного поля H_{\parallel} может быть обоснована еще и общими рассуждениями, если исходить из формального представления о деформации вектора электрического поля движущегося заряда [11]. Известно, что статическое электрическое поле E покоящегося заряда e обладает сферической симметрией, между тем как электрическое поле $E_{\text{дв}}$ движущегося заряда e , с учетом запаздывающих потенциалов, обладает известной цилиндрической симметрией относительно оси, совпадающей с направлением движения заряда e . При этом, можно допустить, что при движении заряда e со скоростью v радиальная составляющая E_{\perp} вектора электрического поля \mathbf{E}

$$E_{\perp} = E \sin \phi \quad (3.53)$$

претерпевает деформацию на угол β , определяемый из известной зависимости [12] для угла аберрационного смещения

$$\sin \beta = v/c. \quad (3.54)$$

С учетом (3.53), (3.54), для деформированного электрического поля E'_\perp можно записать

$$E'_\perp = E \sin \varphi \sin \beta = \frac{v}{c} E \sin \varphi. \quad (3.55)$$

Так как для напряженности электрического поля E справедлива запись

$$E = e/r^2, \quad (3.56)$$

то для (3.55) находим

$$E'_\perp = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi. \quad (3.57)$$

Из сравнения (3.57) и (3.23) устанавливаем, что с представлением о деформации радиальной составляющей вектора электрического поля \mathbf{E} легко увязывается известное представление о существовании радиального магнитного поля H_\perp у движущегося заряда e , т.е.

$$H_\perp = E'_\perp = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi. \quad (3.58)$$

Но допуская деформацию радиальной составляющей E_\perp вектора электрического поля \mathbf{E} , мы не можем, ввиду симметрии теоретических построений, игнорировать наличие такой же деформации еще и аксиальной составляющей E_\parallel вектора электрического поля \mathbf{E} , для которой можно записать

$$E_\parallel = E \cos \varphi. \quad (3.59)$$

Такое игнорирование тем более неприемлемо, если учесть, что эффекты запаздывания потенциалов в направлении движения заряда и против являются максимальными по величине. Аналогично (3.55), (3.57), представляя деформированное электрическое поле E'_\parallel аксиальной составляющей E_\parallel (3.59) в виде

$$E'_\parallel = E \cos \varphi \sin \beta = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \cos \varphi \quad (3.60)$$

и сравнивая с (3.22), устанавливаем, что и с деформацией аксиальной составляющей E_\parallel вектора электрического поля \mathbf{E} движущегося заряда e легко увязывается представление о существовании аксиального магнитного поля H_\parallel движущегося заряда, т.е.

$$H_{\parallel} = E'_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \cos \varphi . \quad (3.61)$$

Выводы

Таким образом, исходя из чисто формальных представлений о деформации электрического поля движущегося заряда e , обусловленной реальным явлением запаздывания потенциала, удается легко прийти к обоснованию возможности существования у движущегося заряда e кроме радиального магнитного поля H_{\perp} еще и аксиального магнитного поля H_{\parallel} .

Литература

1. Френкель Я.И. Электродинамика. Т. 1. – Л.-М.: ОНТИ, 1934.– С. 189.
2. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1962. – С. 58, 86.
3. Штрауф Е.А. Электричество и магнетизм. – М.-Л.: ТТЛ, 1950. – С. 430, 499.
4. Шулейкин М.Б. Электронные лампы. – М.: Изд-во АН СССР, 1963.–С. 10.
5. Беллюстин С.В. Классическая электронная теория. – М.: Высшая школа, 1971. – С. 115.
6. Мхеидзе Г.И., Цулин В.И., Райзер М.Р., Цопп Л.Э. // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 63, вып. 1(7). – С. 104.
7. Райзер М.Д. // ЖТФ. – 1972. – Т. XI вып. 8. – С. 1639.
8. Богданевич Л.С., Рухадзе А.А. // Усп. физ. наук. – 1971. – Т. 103, вып. 4. – С. 609.
9. Witteborn F.C., Fairbank W.M. // Phys. Rev. Lett. – 1967. – Vol. 19, No 18. – P. 1049-1052.
10. Witteborn F.C., Fairbank W.M. // Nature. – 1968. – Vol. 220, No 5166. – P. 436-440.
11. Николаев Г.В., Окулов Б.В. Об инерционных свойствах электронов. – Деп. ВИНИТИ, рег. № 4399-77.
12. Куликов К.А. Фундаментальные постоянные астрономии. – 1956.

Глава 4. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда

(1978 г.)

1. Магнитное взаимодействие движущихся зарядов

Рассмотрим два движущихся со скоростями \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 элементарных заряда e_1 и e_2 , находящихся в момент времени t на расстоянии R друг от друга. Будем считать вектор \mathbf{R}_{12} направленным от заряда e_1 к заряду e_2 , а вектор \mathbf{R}_{21} – от заряда e_2 к заряду e_1 . Придерживаясь общепринятого представления, остановимся пока на допущении, что взаимодействие между движущимися зарядами e_1 и e_2 обусловлено только радиальными магнитными полями $H_{\perp 1}$ и $H_{\perp 2}$ от аксиальной составляющей токов смещения $I'_{\text{см}\parallel}$ и $I'_{\text{см}\perp}$. Для магнитного поля $H_{\perp 1}$, создаваемого первым элементарным зарядом e_1 в месте нахождения второго e_2 , можно записать

$$\mathbf{H}_{\perp 1} = \frac{1}{c} [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{E}_1] = \frac{e_1}{c R_{12}^3} [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{R}_{12}]. \quad (4.1)$$

Соответственно, сила \mathbf{F}_{12} магнитного взаимодействия, испытываемая вторым зарядом e_2 со стороны первого e_1 , будет равна

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_2}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp 1}] = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{12}^3} [\mathbf{v}_2 \times [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{R}_{12}]]. \quad (4.2)$$

Аналогичным образом можно установить выражение и для силы \mathbf{F}_{21} магнитного взаимодействия, испытываемой первым зарядом e_1 со стороны второго e_2

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{12}^3} [\mathbf{v}_1 \times [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{R}_{21}]], \quad (4.3)$$

где $\mathbf{F}_{21} = -\mathbf{F}_{12}$. Формулы (4.2), (4.3) представляют собой частный случай формулы Лоренца взаимодействия движущихся зарядов с магнитным полем

$$\mathbf{F}_{12} = \mathbf{E}e + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{H}]. \quad (4.4)$$

Рассмотрим несколько простейших случаев применимости формулы Лоренца в виде (4.2), (4.3). Силы кулоновского взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 не рассматриваем.

Пусть заряды e_1 и e_2 движутся по прямой AB (рис. 26). В этом случае, согласно (4.2), (4.3), для силы магнитного взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 будем иметь

$$\mathbf{F}_{12} = 0, \quad (4.5)$$

$$\mathbf{F}_{21} = 0. \quad (4.6)$$

Если же два заряда e_1 и e_2 движутся параллельно так, что радиус-вектор \mathbf{R} перпендикулярен вектору скорости \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 (рис. 27), то для силы магнитного взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 из (4.2), (4.3) устанавливаем

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} [\mathbf{v}_2 \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{R}_{12})] = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) - \mathbf{R}_{12} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}, \quad (4.7)$$

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} [\mathbf{v}_1 \times (\mathbf{v}_2 \times \mathbf{R}_{21})] = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) - \mathbf{R}_{21} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \}. \quad (4.8)$$

Ввиду ортогональности векторов \mathbf{v}_1 , \mathbf{R}_{12} и \mathbf{v}_2 , \mathbf{R}_{21} , из (4.7), (4.8) следует

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \mathbf{R}_{12} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1), \quad (4.9)$$

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \mathbf{R}_{21} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \quad (4.10)$$

или, с учетом $\mathbf{R}_{12} = -\mathbf{R}_{21}$

$$\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21}, \quad (4.11)$$

что удовлетворяет принципу равенства действия и противодействия, причем направ-

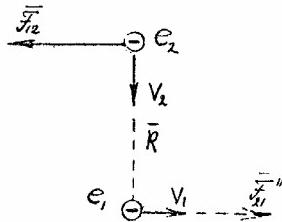


Рис. 26

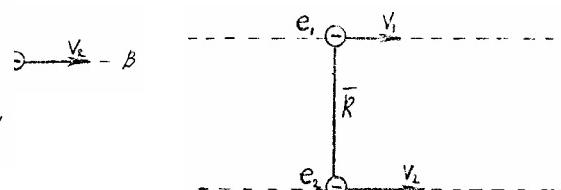


Рис. 27

ления действия сил \mathbf{F}_{12} и \mathbf{F}_{21} лежат на одной прямой, пересекающей заряды e_1 и e_2 . Однако во всех других случаях принцип равенства действия и противодействия в формулах (4.2), (4.3), в общем, не соблюдается [1–6]. Например, если направления движения двух зарядов e_1 и e_2 параллельны друг другу, но радиус-вектор \mathbf{R} не перпендикулярен к скоростям \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 , то, несмотря на равенство сил $\mathbf{F}_{12} = \mathbf{F}_{21}$, направления действия этих сил уже не лежат на одной прямой. При произвольных направлениях движения зарядов e_1 и e_2 в пространстве силы действия и противодействия оказываются уже не равными и по величине. Особенно наглядно нарушение принципа равенства действия и противодействия имеет место в том случае, если направления движения зарядов e_1 и e_2 перпендикулярны друг другу и лежат в одной плоскости (рис. 28).

В этом случае для силы \mathbf{F}_{12} , действующей на движущийся заряд e_2 со стороны заряда e_1 , имеем

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) \neq 0, \quad (4.12)$$

между тем как для силы \mathbf{F}_{21} , действующей на движущийся заряд e_1 со стороны заряда e_2 , получаем

$$\mathbf{F}_{21} = 0. \quad (4.13)$$

Нарушение третьего закона механики в электродинамике известно давно [2, 5–11], однако этот устанавливаемый чисто теоретическими методами факт многими авторами [4, 6, 7, 12–14] не воспринимался как некоторое серьезное противоречие, ставящее под сомнение верность исходных концепций электромагнитной теории. Возможность нарушения третьего закона механики в электродинамике воспринималась как нечто должное, как допускаемое отличие законов электродинамики от законов механики, и ограничивались, в основном, констатацией подобного нарушения. При этом в качестве аргумента приводился довод, что в случае замкнутых постоянных и переменных токов силы взаимодействия между ними уже удовлетворяют принципу равенства действия и противодействия [4, 7, 15, 16] и вопрос о нарушении третьего закона механики для одиночных движущихся зарядов, в общем, теряет остроту. Другими словами, в настоящее время молчаливо допускается, без каких-либо серьезных теоретических обоснований, что для магнитного взаимодействия одиночных движущихся зарядов вполне возможно реальное нарушение третьего закона механики, то есть, что нарушение принципа равенства действия и противодействия в электродинамике, возможно, отражает реальные свойства материи [14].

В свое время, конечно, предпринимались попытки устранения противоречия между законами взаимодействия движущихся одиночных зарядов и третьим законом механики и не все авторы работ по электродинамике относились благосклонно к возможности нарушения принципа равенства действия и противодействия [1, 3, 6, 9–11, 17]. Например, исходя из требования выполнимости третьего закона механики в электродинамике и необходимости получить численное равенство и противоположной направления вдоль одной прямой сил действия и противодействия элементов тока [2, 5], еще Ампером в свое время была предложена эмпирическая формула [7]

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{I_2 I_1}{c^2} \left\{ \frac{3}{R_{12}^5} (\mathbf{dI}_1 \cdot \mathbf{R}_{12})(\mathbf{dI}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) - \frac{2}{R_{12}^3} (\mathbf{dI}_1 \cdot \mathbf{dI}_2) \right\} \mathbf{R}_{12}, \quad (4.14)$$

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{I_1 I_2}{c^2} \left\{ \frac{3}{R_{21}^5} (\mathbf{dI}_2 \cdot \mathbf{R}_{21})(\mathbf{dI}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) - \frac{2}{R_{21}^3} (\mathbf{dI}_2 \cdot \mathbf{dI}_1) \right\} \mathbf{R}_{21}. \quad (4.15)$$

Принимая во внимание, что для токов элементарных зарядов e_1 и e_2 можно записать

$$dI_1 = e_1 v_1, \quad (4.16)$$

$$dI_2 = e_2 v_2, \quad (4.17)$$

магнитное взаимодействие элементарных зарядов e_1 и e_2 , согласно (4.14), (4.15), можно представить в виде

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \left\{ \frac{3}{R_{12}^2} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{12})(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) - 2(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \right\} \mathbf{R}_{12}, \quad (4.18)$$

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \left\{ \frac{3}{R_{21}^2} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{21})(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) - 2(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \right\} \mathbf{R}_{21} \quad (4.19)$$

или, аналогично [14],

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} [\mathbf{v}_2 \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{R}_{12})] + \gamma_1, \quad (4.20)$$

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} [\mathbf{v}_1 \times (\mathbf{v}_2 \times \mathbf{R}_{21})] + \gamma_2, \quad (4.21)$$

где

$$\gamma_1 = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \left\{ \frac{3\mathbf{R}_{12}}{R_{12}^2} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{12})(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) - \mathbf{R}_{12}(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) - \mathbf{v}_1(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) \right\}, \quad (4.22)$$

$$\gamma_2 = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \left\{ \frac{3\mathbf{R}_{21}}{R_{21}^2} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{21})(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) - \mathbf{R}_{21}(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) - \mathbf{v}_2(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) \right\}. \quad (4.23)$$

Взаимодействие между зарядами e_1 и e_2 , согласно (4.20), (4.21), уже удовлетворяет третьему закону механики и, более того, при отыскании результирующих сил взаимодействия между замкнутыми линейными токами формулы (4.20), (4.21) приводят к тем же результатам, которые могут быть получены при применении формул Лоренца (4.7), (4.8), так как при суммировании по N элементам дополнительных членов суммы

$$\sum_{i=1}^N \gamma_{1i} = 0, \quad (4.24)$$

$$\sum_{i=1}^N \gamma_{2i} = 0 \quad (4.25)$$

они оказываются тождественно равными нулю. Однако численное значение сил взаимодействия между одиночными движущимися зарядами e_1 и e_2 , согласно (4.18), (4.19), в некоторых случаях оказывается уже существенно отличным от результатов (4.5), (4.6) и (4.9), (4.10). Например, для случая, представленного на рис. 26, сила взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 уже не равна нулю, а выражается зависимостью

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \mathbf{R}_{12}, \quad (4.26)$$

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \mathbf{R}_{21}, \quad (4.27)$$

что соответствует

$$\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21} \neq 0. \quad (4.28)$$

Для случая же, представленного на рис. 27, сила взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 оказывается равной

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{2e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \mathbf{R}_{12}, \quad (4.29)$$

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{2e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \mathbf{R}_{21}, \quad (4.30)$$

что в два раза превышает значение этих сил, определяемых формулами Лоренца (4.9), (4.10). Соответственно, для случая, представленного на рис. 28, для силы взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 согласно формулам Ампера (4.18), (4.19) получаем

$$\mathbf{F}_{12} = 0, \quad (4.31)$$

$$\mathbf{F}_{21} = 0, \quad (4.32)$$

что, в общем, уже не согласуется с известными представлениями о взаимодействии перпендикулярных токов.

Из (4.26), (4.27), (4.29)–(4.32) непосредственно следует, что силы взаимодействия между двумя движущимися зарядами всегда направлены по одной прямой, равны между собой и противоположны по направлению. Основное возражение [14] против формулы Ампера (4.14), (4.15) сводилось, в основном, к тому, что эти формулы в случаях (4.26), (4.27) и (4.29), (4.30) дают значения, отличные от значений (4.5), (4.6) и (4.9), (4.10), определяемых формулой Лоренца (4.2), (4.3). И несмотря на то, что формула Ампера (4.14), (4.15) для магнитного взаимодействия замкнутых токов дает те же результаты, что и формула Лоренца (4.2), (4.3) [4, 7, 14], а также устранила грубое нарушение 3-го закона механики, формула Ампера все же не нашла широкого применения. Между формулами Ампера (4.14), (4.15) и формулами Лоренца (4.2), (4.3) есть еще одно принципиальное отличие. Если формулы Ампера (4.14), (4.15) записать в виде

$$\mathbf{F}_{12} = 3 \frac{e_2 e_1}{c^2 \mathbf{R}_{12}^3} (v_1 v_2 \cos \alpha_1 \cos \alpha_2) \mathbf{R}_{12} - 2 \frac{e_2 e_1}{c^2 \mathbf{R}_{12}^3} (v_1 v_2 \cos \alpha_3) \mathbf{R}_{12}, \quad (4.33)$$

$$\mathbf{F}_{21} = 3 \frac{e_1 e_2}{c^2 \mathbf{R}_{21}^3} (v_2 v_1 \cos \alpha_2 \cos \alpha_1) \mathbf{R}_{21} - 2 \frac{e_1 e_2}{c^2 \mathbf{R}_{21}^3} (v_2 v_1 \cos \alpha_3) \mathbf{R}_{21}, \quad (4.34)$$

где α_1 – угол между векторами \mathbf{v}_1 и \mathbf{R}_{21} , α_2 – угол между векторами \mathbf{v}_2 и \mathbf{R}_{12} , α_3 – угол между векторами \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 , то можно заметить, что силы \mathbf{F}_{12} и \mathbf{F}_{21} (4.33), (4.34) составлены из двух центральных сил \mathbf{F}'_{12} и \mathbf{F}''_{12} , т.е.

$$\mathbf{F}_{12} = \mathbf{F}'_{12} - \mathbf{F}''_{12} \quad (4.35)$$

или, соответственно, \mathbf{F}'_{21} и \mathbf{F}''_{21} , т.е.

$$\mathbf{F}_{21} = \mathbf{F}'_{21} - \mathbf{F}''_{21}. \quad (4.36)$$

Причем силы \mathbf{F}'_{12} и \mathbf{F}'_{21} стремятся растолкнуть заряды e_1 и e_2 друг от друга, а силы \mathbf{F}''_{12} и \mathbf{F}''_{21} стремятся притянуть заряды e_1 и e_2 друг к другу. Естественно, что результирующая сила взаимодействия \mathbf{F}_{12} или \mathbf{F}_{21} между зарядами e_1 и e_2 , согласно (4.33), (4.34), также является центральной силой. В формуле же Лоренца (4.2), (4.3) силы взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 , в общем случае, не являются центральными и направлены всегда перпендикулярно к направлению движения рассматриваемого заряда, как это представлено, например, на рис. 29.

Силы \mathbf{F}_{12} и \mathbf{F}_{21} можно разложить на составляющие, параллельные $\mathbf{F}_{12\parallel}$ и перпендикулярные $\mathbf{F}_{12\perp}$ к радиусу-вектору \mathbf{R} (рис. 30), при этом равные и противоположно направленные центральные силы $\mathbf{F}_{12\parallel}$ и $\mathbf{F}_{21\parallel}$ определяют собой силу притяжения зарядов e_1 и e_2 друг к другу, между тем как нецентральные силы $\mathbf{F}_{12\perp}$ и $\mathbf{F}_{21\perp}$ образуют пару сил, стремящихся развернуть систему зарядов e_1 и e_2 относительно их общего центра симметрии. С одной стороны, возможность существования нецентральных сил действия магнитного поля на движущийся заряд в настоящее время, казалось бы, уже невозможно подвергнуть сомнению, хотя, с другой стороны, с теоретической точки зрения, невозможно допустить нарушения третьего закона механики во взаимодействиях движущихся заряженных частиц, так как это в общем случае приводит к нарушению закона сохранения энергии.

Таким образом, следует отметить, что несмотря на определенные достоинства формулы Лоренца (4.2), (4.3), использование ее для определения силы взаимодействия между движущимися зарядами e_1 и e_2 приводит к разного рода трудностям и противоречиям. Однако ввиду того, что формула Лоренца при определении силы взаимодействия движущегося заряда с внешними магнитными полями в значительно большей степени соответствует экспериментальным наблюдениям [7, 12, 13, 17–30], то эта формула нашла довольно широкое и успешное применение в различных областях теоретической и экспериментальной физики. Тем не менее, ввиду указан-

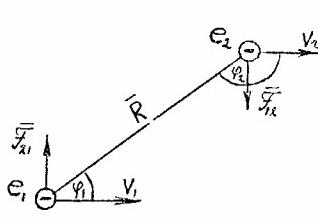


Рис. 29

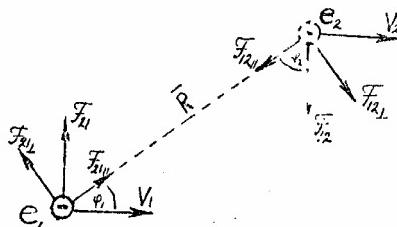


Рис. 30

ных выше причин, проблему магнитного взаимодействия отдельных движущихся заряженных частиц в современной электродинамике нельзя считать разрешенной окончательно.

Существование радиальных магнитных полей $H_{\perp 1}$ и $H_{\perp 2}$ в пространстве около движущихся зарядов e_1 и e_2 , индуцируемых аксиальной составляющей токов смещения $I'_{\text{см}\parallel 1}$ и $I'_{\text{см}\parallel 2}$, т.е.

$$I'_{\text{см}\parallel 1} = \frac{e_1 v_1}{2r_1} \sin^3 \varphi_1, \quad (4.37)$$

$$I'_{\text{см}\parallel 2} = \frac{e_2 v_2}{2r_2} \sin^3 \varphi_2, \quad (4.38)$$

и определяемых функциональными зависимостями

$$H_{\perp 1} = \frac{1}{c} \frac{2I'_{\text{см}\parallel 1}}{r_1} = \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{R^2} \sin \varphi_1, \quad (4.39)$$

$$H_{\perp 2} = \frac{1}{c} \frac{2I'_{\text{см}\parallel 2}}{r_2} = \frac{1}{c} \frac{e_2 v_2}{R^2} \sin \varphi_2, \quad (4.40)$$

приводит, как было рассмотрено выше, к возникновению сил магнитного взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 , определяемых согласно (4.2), (4.3) как

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{e_2}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp 1}] = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} [\mathbf{v}_2 \times [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{R}]], \quad (4.41)$$

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{e_1}{c} [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{H}_{\perp 2}] = \frac{e_1 e_2}{c^2 R^3} [\mathbf{v}_1 \times [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{R}]]. \quad (4.42)$$

Вполне естественно допустить, что существование в пространстве около движущихся зарядов e_1 и e_2 еще и аксиальных магнитных полей $H_{\parallel 1}$ и $H_{\parallel 2}$, индуцируемых радиальной составляющей токов смещения $I'_{\text{см}\perp 1}$ и $I'_{\text{см}\perp 2}$, т.е.

$$I'_{\text{см}\perp 1} = \frac{e_1 v_1}{2l_1} \cos^3 \varphi_1, \quad (4.43)$$

$$I'_{\text{см}\perp 2} = \frac{e_2 v_2}{2l_2} \cos^3 \varphi_2, \quad (4.44)$$

и определяемых, в общем, аналогичными функциональными зависимостями вида

$$H_{\parallel 1} = \frac{1}{c} \frac{2I'_{cm \perp 1}}{l_1} = \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{R^2} \cos \varphi_1, \quad (4.45)$$

$$H_{\parallel 2} = \frac{1}{c} \frac{2I'_{cm \perp 2}}{l_2} = \frac{1}{c} \frac{e_2 v_2}{R^2} \cos \varphi_2, \quad (4.46)$$

также должно привести к возникновению взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 еще и через данные магнитные поля. Так как, согласно выводов главы 3 данной работы, для аксиальных магнитных полей $H_{\parallel 1}$ и $H_{\parallel 2}$ движущихся со скоростями v_1 и v_2 зарядов e_1 и e_2 можно записать

$$H_{\parallel 1} = \frac{1}{c} \frac{e_1}{R^3} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}), \quad (4.47)$$

$$H_{\parallel 2} = \frac{1}{c} \frac{e_2}{R^3} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}), \quad (4.48)$$

то силу дополнительного магнитного взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 через аксиальные магнитные поля $H_{\parallel 1}$ и $H_{\parallel 2}$ можно записать в виде

$$\mathbf{F}_{12}'' = \frac{e_2}{c} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{H}_{\parallel 1}) = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{R}), \quad (4.49)$$

$$\mathbf{F}_{21}'' = \frac{e_1}{c} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{H}_{\parallel 2}) = \frac{e_1 e_2}{c^2 R^3} \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \times \mathbf{R}). \quad (4.50)$$

Прежде всего, следует обратить внимание на тот факт, что в отдельности дополнительные силы \mathbf{F}_{12}'' и \mathbf{F}_{21}'' (4.49), (4.50), в общем случае, также не являются центральными. Например, в частном случае при взаимодействии зарядов e_1 и e_2 , движущихся параллельно (рис. 27), при условии $(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}) = 0$, $(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) = 0$, соответственно будем иметь

$$\mathbf{F}_{12}'' = 0, \quad (4.51)$$

$$\mathbf{F}_{21}'' = 0. \quad (4.52)$$

Для случая же, представленного на рис. 26, получим

$$\mathbf{F}_{12}'' = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \mathbf{R}_{12}, \quad (4.53)$$

$$\mathbf{F}_{21}'' = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \mathbf{R}_{21}, \quad (4.54)$$

или

$$\mathbf{F}''_{12} = -\mathbf{F}''_{21} \neq 0. \quad (4.55)$$

Однако, если рассмотреть взаимодействие между зарядами e_1 и e_2 , например, для случая, представленного на рис. 29, то находим

$$\mathbf{F}_{12}'' = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^2} (\mathbf{v}_1 \cos \varphi_1) \mathbf{v}_2, \quad (4.56)$$

$$\mathbf{F}_{21}'' = \frac{e_1 e_2}{c^2 R^2} (\mathbf{v}_2 \cos \varphi_1) \mathbf{v}_1, \quad (4.57)$$

что сила \mathbf{F}''_{12} , приложенная к заряду e_2 , направлена по направлению движения заряда e_2 , а сила \mathbf{F}''_{21} , приложенная к заряду e_1 , направлена по направлению движения заряда e_1 , и направления действия этих сил также не лежат на одной прямой. Интересно еще оценить взаимодействие зарядов e_1 и e_2 , движущихся под прямым углом друг к другу в одной плоскости (рис. 28). Для силы взаимодействия между зарядами e_1 и e_2 в этом случае, согласно (4.49), (4.50), будем иметь

$$\mathbf{F}''_{12} = 0, \quad (4.58)$$

$$\mathbf{F}_{21}'' = \frac{e_1 e_2}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \} \neq 0. \quad (4.59)$$

То есть, опять же, как и в (4.12), (4.13), сила действия на один движущийся заряд не равна нулю, между тем как другой движущийся заряд не испытывает никакого воздействия со стороны первого. Однако из сравнения (4.12), (4.13) и (4.58), (4.59) обращает на себя внимание тот интересный факт, что индексы при силах $\mathbf{F}_{12} \neq 0$, $\mathbf{F}''_{21} \neq 0$ и $\mathbf{F}_{21} = 0$, $\mathbf{F}''_{12} = 0$ оказываются зеркально обращенными. Это соответствует тому, что на движущийся заряд e_2 действует сила \mathbf{F}_{12}^\perp от радиального магнитного поля $H_{\perp 1}$

$$\mathbf{F}_{12}^\perp = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) \}, \quad (4.60)$$

между тем как на заряд e_1 действует равная и противоположно направленная сила \mathbf{F}''_{21} от аксиального магнитного поля $H_{\parallel 2}$

$$\mathbf{F}_{12}^{\parallel} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) \}. \quad (4.61)$$

Хотя направления действия сил \mathbf{F}_{12}^{\perp} и \mathbf{F}''_{21} не находятся на прямой, соединяющей в рассматриваемый момент заряды e_1 и e_2 , грубое нарушение принципа равенства действия и противодействия в данном случае уже не имеет места. Равная по величине и противоположная по направлению сила действия первого заряда e_1 на второй заряд e_2 и реакция второго заряда e_2 на первый e_1 существует и, в этом смысле, принцип равенства действия и противодействия не нарушается. Понятие же центральности или нецентральности сил, в общем случае, связано, в основном, с понятиями взаимодействия через пространство механических тел между собой, причем пространству при этом отводилась роль только абстрактной величины, определяющей расстояние между рассматриваемыми механическими телами и не содержащей в себе ничего физического. В действительности же электрические поля, токи смещения, магнитные поля в пространстве около движущегося заряда представляют собой физически реальные материальные образования, и взаимодействие зарядов в электродинамике рассматривается исключительно только как взаимодействие одних зарядов с электрическими и магнитными полями от других зарядов, а не просто как взаимодействие одних зарядов с другими зарядами. Вполне естественно, что место приложения силы действия от поля одного заряда e_1 к заряду e_2 будет совпадать с местом нахождения второго заряда e_2 , однако направление действия поля заряда e_1 на заряд e_2 не обязательно должно совпадать с прямой, соединяющей оба взаимодействующих заряда. Тем не менее, в любом случае действие на заряд e_2 поля заряда e_1 всегда равно противодействию заряда e_2 действующему на него полю. Таким образом, третий закон механики в электродинамике формулируется в более общем виде, как равенство действия и противодействия между зарядом и полем, а не зарядом и зарядом.

Возвращаясь вновь к (4.60), (4.61), устанавливаем, что если сила \mathbf{F}_{12}^{\perp} , действующая на заряд e_2 со стороны поля $H_{\perp 1}$ (рис. 28), направлена противоположно вектору скорости \mathbf{v}_1 (правило правой руки), то сила \mathbf{F}''_{21} , действующая на заряд e_1 со стороны поля $H_{\parallel 2}$, должна быть направлена по направлению вектора скорости \mathbf{v}_1 . Для определения направления действия сил \mathbf{F}''_{12} и \mathbf{F}''_{21} в случае (4.56), (4.57), разложим силы \mathbf{F}_{12}^{\perp} и \mathbf{F}_{21}^{\perp} на составляющие, аналогично (4.7), (4.8), т.е.

$$\mathbf{F}_{12}^{\perp} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) \} - \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \mathbf{R}_{12} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1), \quad (4.62)$$

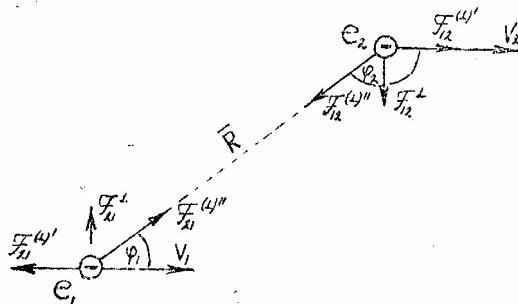


Рис. 31

$$\mathbf{F}_{21}^{\perp} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) \} - \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \mathbf{R}_{21} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \quad (4.63)$$

или

$$\mathbf{F}_{12}^{\perp} = \mathbf{F}_{12}^{(\perp)'} - \mathbf{F}_{12}^{(\perp)''}, \quad (4.64)$$

$$\mathbf{F}_{21}^{\perp} = \mathbf{F}_{21}^{(\perp)'} - \mathbf{F}_{21}^{(\perp)''}. \quad (4.65)$$

Равные по величине и противоположно направленные центральные силы притяжения $\mathbf{F}_{12}^{(\perp)''}$ и $\mathbf{F}_{21}^{(\perp)''}$ (рис. 31), действующие по прямой, соединяющей заряды e_1 и e_2 , подчиняются принципу равенства действия и противодействия. Нецентральные же силы расталкивания $\mathbf{F}_{12}^{(\perp)'}$ и $\mathbf{F}_{21}^{(\perp)'}$, направленные по движению зарядов e_1 и e_2 , образуют пару сил. Причем, направление действия силы $\mathbf{F}_{12}^{(\perp)'}$ совпадает с направлением вектора скорости \mathbf{v}_2 , а направление действия силы $\mathbf{F}_{21}^{(\perp)'}$ противоположно направлению вектора скорости \mathbf{v}_1 . В свою очередь, нецентральные силы взаимодействия \mathbf{F}''_{12} и \mathbf{F}''_{21} (4.56), (4.57) зарядов e_1 и e_2 с аксиальными магнитными полями $H_{\parallel 1}$ и $H_{\parallel 2}$ также направлены по направлению движения зарядов e_1 и e_2

$$\mathbf{F}_{12}^{\parallel} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{12}) \}, \quad (4.66)$$

$$\mathbf{F}_{21}^{\parallel} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{21}) \} \quad (4.67)$$

и, ввиду коллинеарности векторов \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 , можно положить

$$\left| \mathbf{F}_{12}^{\parallel} \right| = \left| \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{12}) \} \right| = \left| \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) \} \right| = \left| \mathbf{F}_{12}^{(\perp)'} \right|, \quad (4.68)$$

$$\left| \mathbf{F}_{21}^{\parallel} \right| = \left| \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{21}) \} \right| = \left| \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) \} \right| = \left| \mathbf{F}_{21}^{(\perp)'} \right|, \quad (4.69)$$

так как для скалярного произведения векторов \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 и \mathbf{R} , ввиду равенства $\varphi_2 = 180^\circ - \varphi_1$, справедлива запись

$$\frac{\mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{12})}{R_{12}} = i v_2 v_1 \cos \varphi_1 = -i v_2 v_1 \cos \varphi_2 = -\frac{\mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12})}{R_{12}}. \quad (4.70)$$

Из (4.70) непосредственно следует, что для соблюдения принципа равенства действия и противодействия и для устранения нецентральности действия результирующей силы, в общем случае, необходимо положить, чтобы направление действия нецентральной силы \mathbf{F}''_{12} и \mathbf{F}''_{21} из (4.56), (4.57) было прямо противоположное направлению действия нецентральной силы взаимодействия $\mathbf{F}_{12}^{(\perp)'}$ и $\mathbf{F}_{21}^{(\perp)'}$, т.е. результирующая сила взаимодействия $\mathbf{F}_{0_{12}}$ и $\mathbf{F}_{0_{21}}$ между двумя движущимися зарядами e_1 и e_2 должна определяться функциональной зависимостью вида

$$\mathbf{F}_{0_{12}} = \mathbf{F}_{12}^{\perp} + \mathbf{F}_{12}^{\parallel} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) + \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{12}) - \mathbf{R}_{12} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}, \quad (4.71)$$

$$\mathbf{F}_{0_{21}} = \mathbf{F}_{21}^{\perp} + \mathbf{F}_{21}^{\parallel} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) + \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{21}) - \mathbf{R}_{21} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \}. \quad (4.72)$$

Для частного случая параллельного движения зарядов e_1 и e_2 со скоростями \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 , ввиду равенств (4.68), (4.69), (4.70), получаем

$$\mathbf{F}_{0_{12}} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{R}_{12} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}, \quad (4.73)$$

$$\mathbf{F}_{0_{21}} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{R}_{21} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \}. \quad (4.74)$$

Сравнивая (4.73), (4.74) с (4.9), (4.10), можно заметить, что запись формул (4.73), (4.74) является более общей по сравнению с записью (4.9), (4.10), которая остается справедливой только для единственного случая ортого-

нальности векторов \mathbf{v}_1 , \mathbf{R}_{12} и \mathbf{v}_2 , \mathbf{R}_{21} . Вполне естественно, запись форму (4.73), (4.74) для результирующей силы взаимодействия $\mathbf{F}_{0_{12}}$ и $\mathbf{F}_{0_{21}}$ параллельно движущихся зарядов e_1 и e_2 остается справедливой и для случая ортогональности векторов \mathbf{v}_1 , \mathbf{R}_{12} и \mathbf{v}_2 , \mathbf{R}_{21} .

После установления полного выражения для результирующей силы $\mathbf{F}_{0_{12}}$ и $\mathbf{F}_{0_{21}}$ (4.71), (4.72) взаимодействия двух произвольно движущихся зарядов e_1 и e_2 представляется возможность оценить силы взаимодействия двух движущихся зарядов e_1 и e_2 , например, для случая, представленного на рис. 26, для которого можно теперь записать

$$\mathbf{F}_{0_{12}} = \left(\frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \mathbf{v}_2 \right) \mathbf{v}_1 + \left(\frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \mathbf{v}_1 \right) \mathbf{v}_2 - \left(\frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \mathbf{v}_2 \mathbf{v}_1 \right) \mathbf{R}_{12}, \quad (4.75)$$

$$\mathbf{F}_{0_{21}} = \left(\frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \mathbf{v}_1 \right) \mathbf{v}_2 + \left(\frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \mathbf{v}_2 \right) \mathbf{v}_1 - \left(\frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 \right) \mathbf{R}_{21} \quad (4.76)$$

или в скалярном выражении

$$F_{0_{12}} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} v_2 v_1, \quad (4.77)$$

$$F_{0_{21}} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} v_1 v_2, \quad (4.78)$$

что соответствует

$$\mathbf{F}_{0_{12}} = -\mathbf{F}_{0_{21}}. \quad (4.79)$$

Таким образом, в противоположность выводам (4.26), (4.27) [14], динамическая сила взаимодействия (т.е. некулоновская магнитная сила взаимодействия) между зарядами e_1 и e_2 , движущимися по одной прямой в одном направлении с произвольными скоростями v_1 и v_2 , является не силой отталкивания, а силой притяжения. Соответственно, заряды e_1 и e_2 , движущиеся по одной прямой навстречу друг другу, будут испытывать, согласно (4.77), (78), дополнительные (помимо кулоновских) динамические силы отталкивания. Причем дополнительные силы притяжения и силы отталкивания движущихся по одной прямой зарядов e_1 и e_2 равны по величине силе магнитного взаимодействия движущихся параллельно на таком же расстоянии друг от друга зарядов e_1 и e_2 , как это видно из сравнения (4.77), (4.78) с (4.73), (4.74) и с (4.9), (4.10). В общем случае, при параллельном движении

зарядов e_1 и e_2 для любого угла φ_1 и φ_2 (рис. 30) сила взаимного притяжения (при движении в одном направлении) или отталкивания (при движении в противоположных направлениях) определяется выражением

$$\mathbf{F}_{0_{12}} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{R}_{12} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}, \quad (4.80)$$

$$\mathbf{F}_{0_{21}} = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{R}_{21} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \}. \quad (4.81)$$

Из сравнения окончательно сформулированных функциональных зависимостей (4.71), (4.72) с известными зависимостями (4.2), (4.3) и (4.14), (4.15) можно сделать вывод, что функциональная зависимость (4.71), (4.72), отражающая полное магнитное взаимодействие движущихся зарядов e_1 и e_2 друг с другом, занимает промежуточное положение между формулами Лоренца (4.2), (4.3) и формулами Ампера (4.14), (4.15). С одной стороны, (4.71), (4.72) приводят к тем же количественным результатам, что и (4.2), (4.3) в наиболее часто встречающихся видах взаимодействия движущихся зарядов с магнитными полями, с другой стороны, (4.71), (4.72) не противоречит принципу равенства действия и противодействия, как это имеет место для (4.14), (4.15). Кроме того, если с помощью (4.71), (4.72) рассмотреть взаимодействие одиночного заряда с линейным током, или замкнутых линейных токов между собой, то, аналогично как и в случае (4.14), (4.15), результаты взаимодействия будут тождественны с (4.2), (4.3). Однако, если в формуле Ампера (4.14), (4.15) введены «вспомогательные» векторы γ_1 и γ_2 (4.22), (4.23), лишенные какого-либо реального физического содержания, то физическая реальность аксиальных магнитных полей H_{\parallel} от радиальных токов смещения движущихся зарядов и реальность сил взаимодействия между зарядами и этими полями не может быть подвергнута сомнению, так как эти поля и силы имеют вполне достаточное физическое обоснование. Новизна и достоинство вновь установленных функциональных зависимостей (4.71), (4.72) заключается в том, что в практически трудно измеряемых случаях взаимодействия одиночных зарядов или сгустков друг с другом в направлении их движения эти зависимости устанавливают взаимодействия, отличные от тех, которые следовало бы ожидать согласно известным представлениям (4.2), (4.3), и при этом не нарушают принципа равенства действия и противодействия. С учетом кулоновских сил полное взаимодействие двух движущихся с произвольными скоростями \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 зарядов e_1 и e_2 может быть представлено теперь в виде

$$\mathbf{F}_{12}^0 = \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \mathbf{R}_{12} + \frac{e_2 e_1}{c^2 R_{12}^3} \{ \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{12}) + \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{12}) - \mathbf{R}_{12} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \} \quad (4.82)$$

$$\mathbf{F}_{21}^0 = \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \mathbf{R}_{21} + \frac{e_1 e_2}{c^2 R_{21}^3} \{ \mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}_{21}) + \mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}_{21}) - \mathbf{R}_{21} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) \} \quad (4.83)$$

или, принимая во внимание (4.6), (4.7),

$$\mathbf{F}_{12}^0 = \mathbf{E}_1 e_2 + \frac{e_2}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp 1}] + \frac{e_2}{c} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{H}_{\parallel 1}), \quad (4.84)$$

$$\mathbf{F}_{21}^0 = \mathbf{E}_2 e_1 + \frac{e_1}{c} [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{H}_{\perp 2}] + \frac{e_1}{c} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{H}_{\parallel 2}). \quad (4.85)$$

В заключение следует отметить, что установленная на основе последовательных физически взаимосвязанных логических построений новая функциональная зависимость для силы магнитного взаимодействия двух произвольно движущихся зарядов в полной мере устраняет те трудности и противоречия в электродинамике, которые имеют место при использовании известных формул Лоренца или Ампера. При этом следует особо подчеркнуть, что установление новой функциональной зависимости было обусловлено вовсе не специально предпринятыми попытками устраниТЬ имеющиеся противоречия, а было получено в естественной функциональной взаимосвязи, исходя из предпосылок существования токов смещения в пространстве около движущихся зарядов, отдельного рассмотрения аксиальной и радиальной составляющих вектора плотности тока смещения, установления функциональной зависимости между аксиальной и радиальной составляющими токов смещения и, соответственно, радиальным и аксиальным магнитными полями и, наконец, установления взаимодействия движущихся зарядов с радиальным и аксиальным магнитным полем. Существование аксиального (скалярного) магнитного поля движущегося заряда удивительно хорошо вписалось в общую картину единого магнитного поля движущегося заряда, а взаимодействие движущегося заряда с аксиальным магнитным полем другого заряда явилось тем необходимым дополнением к известным представлениям о магнитном взаимодействии движущихся зарядов, которое позволило, наконец, легко устраниТЬ противоречия с третьим законом механики в электродинамике. Причем, если движения рассматриваемых зарядов перпендикулярны друг другу и лежат в одной плоскости, то взаимодействие одного заряда e_1 с радиальным магнитным полем $H_{\perp 2}$ другого заряда e_2 оказалось в точности равным как по величине, так и по направлению, взаимодействию второго заряда e_2 с аксиальным магнитным полем $H_{\parallel 1}$ пер-

вого заряда e_1 , и в этом случае только лишь совместное рассмотрение двух видов магнитного взаимодействия позволяет устраниТЬ грубое нарушение принципа равенства действия и противодействия. Все это свидетельствует в пользу того, что аксиальное и радиальное магнитные поля движущегося заряда e представляют собой неразрывное единство, и полное представление о природе магнитного поля движущегося заряда e может быть получено только при учете полного магнитного поля заряда.

2. Изменяющиеся магнитные поля и явление индукции вихревых электрических полей

Известно [7,10,12,13,19–21,23–27], что изменяющиеся во времени магнитные поля $H(t)$ индуцируют в окружающем пространстве вихревые электрические поля E_b ЭДС индукции E , в общем случае определяемые уравнениями Максвелла в дифференциальной

$$\text{rot } E_b = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (4.86)$$

или интегральной форме

$$E = \oint_L E_b dL = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S H dS = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (4.87)$$

Из (4.87) следует, что ЭДС индукции E может быть найдена только для какого-либо замкнутого контура L при известном значении изменяемого потока $\partial\Phi/\partial t$ через поверхность S , охватываемую данным контуром L . При этом, однако, однозначное выражение для значения вихревого электрического поля E_b в каждой точке вдоль контура L из (4.86), (4.87)

получить не удается. Уравнения (4.86), (4.87) представляют определенное удобство для описания результирующего эффекта, т.е. полной ЭДС индукции E от вихревых электрических полей E_b в заданном замкнутом контуре L , между тем как для нахождения величины и направления вектора вихревого электрического поля E_b в каждой точке вдоль контура L уравнений

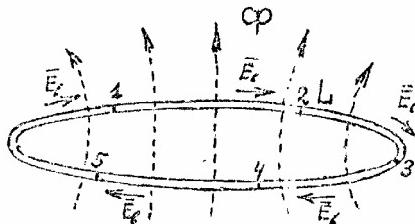


Рис. 32

(4.86), (4.87) оказывается недостаточно. Например, согласно известной интерпретации [7,19] уравнения (4.87), если имеется замкнутый контур L (рис. 32), который пронизывается изменяемым во времени магнитным потоком $\Phi(t)$, определяемым согласно

$$\Phi = \int_S \mathbf{H} d\mathbf{S}, \quad (4.88)$$

то вне зависимости от того, имеются ли изменяемые не равные нулю магнитные поля вне контура L , допускается, что во всех точках вдоль контура L действует неравное нулю вихревое электрическое поле \mathbf{E}_B , и при обходе всего контура L индуцируется суммарная ЭДС E , равная

$$E = \oint_L \mathbf{E}_B d\mathbf{l}. \quad (4.89)$$

Другими словами, если контур L точками $1-5$ разбит на 5 отрезков (рис. 33), то для суммарной ЭДС E в контуре L будет справедливо

$$\begin{aligned} E &= \oint_{L_{1-2}} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{L_{2-3}} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{L_{3-4}} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{L_{4-5}} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{L_{5-1}} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} = \\ &= E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + E_5. \end{aligned} \quad (4.90)$$

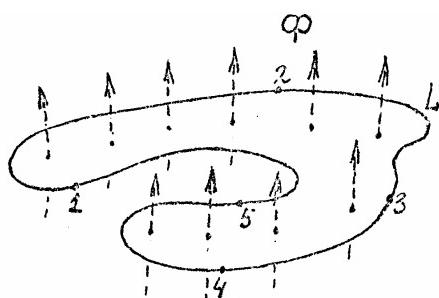


Рис. 33

Таким образом, согласно современных представлений, на каждом из участков L_{1-2} , L_{2-3} , L_{3-4} , L_{4-5} , L_{5-1} контура L , охватывающего изменяемый магнитный поток Φ (88), индуцируется не равная нулю (и прим. положительная при выбранном обходе контура L) ЭДС E_1 , E_2 , E_3 , E_4 , E_5 . При выбранном обходе контура L положительная величина всех слагаемых членов суммы (4.90) остается неизменной и для любо-

бой произвольной формы контура L' (рис. 33), если учитывается только тот изменяемый поток Φ магнитного поля H , который охватывается данным контуром L'

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}'_1 + \mathbf{E}'_2 + \mathbf{E}'_3 + \mathbf{E}'_4 + \mathbf{E}'_5 = \oint_{L'} \mathbf{E}_b d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{S'} \mathbf{H} d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (4.91)$$

Обусловлено это тем, что в уравнении (4.91) знак ЭДС $\mathbf{E}'_1, \mathbf{E}'_2, \mathbf{E}'_3, \mathbf{E}'_4, \mathbf{E}'_5$ на отдельных участках $L'_{1-2}, L'_{2-3}, L'_{3-4}, L'_{4-5}, L'_{5-1}$ контура L' определяется только правилом обхода контура L' . Например, если при обходе контура L' по направлению от точки 1 к точке 2 и т.д. так, что магнитное поле H исследуемого потока Φ всегда находится справа по ходу, то при увеличивающемся потоке Φ на всех участках контура L' ЭДС $\mathbf{E}'_1, \mathbf{E}'_2, \mathbf{E}'_3, \mathbf{E}'_4, \mathbf{E}'_5$ будет величиной отрицательной, при уменьшающемся потоке Φ – положительной. При обратном обходе контура L' от точки 5 к точке 4 и т.д. так, что охватываемый контуром L' магнитный поток Φ всегда находится слева, то при увеличивающемся потоке Φ на всех участках контура L' ЭДС $\mathbf{E}'_1, \mathbf{E}'_2, \mathbf{E}'_3, \mathbf{E}'_4, \mathbf{E}'_5$ будет величиной положительной, при уменьшающемся потоке Φ – отрицательной. Относительно же самой величины и направления вектора электрического поля \mathbf{E}_b в точках вдоль контура L' из уравнения (4.91), как и из уравнений (4.86), (4.87), ничего определенного сказать нельзя. Только в некоторых частных случаях, когда вихревое электрическое поле E_0 во всех точках вдоль контура L_0 остается величиной неизменной, для суммарной ЭДС \mathbf{E}_0 можно записать

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{L}_0, \quad (4.92)$$

откуда следует

$$E_0 = \mathbf{E}_0 / \mathbf{L}_0. \quad (4.93)$$

Для всех же других случаев однозначного выражения для вихревого электрического поля E_b в какой-либо точке на контуре L получить не удается.

3. Ограниченностъ классическихъ представлений о магнитномъ потоке

Однако в реальном случае, при рассмотрении конкретныхъ электродинамическихъ задач, можно легко убедиться в формальной сущности уравнения вида (4.91) и в ограниченной применимости его на практике, когда возникает необходимость в определении не только суммарной ЭДС в рассматриваемом контуре L , но и конкретныхъ величин ЭДС на отдельныхъ участкахъ этого контура. Например, рассмотрим применимость уравнения (4.91) к описанию вихревого электрического поля \mathbf{E}_b в пространстве изменяющемся магнитного поля $H(t)$ от кругового контура K с

ся магнитного поля $H(t)$ от кругового контура K с переменным током i (рис. 34).

В этом случае для полного потока Φ_K магнитного поля H , пронизывающего контур K , можно записать

$$\Phi_K = \int_{S_K} \mathbf{H} d\mathbf{S}, \quad (4.94)$$

где S_K – площадь кругового контура K . Если в плоскости контура K расположить другой контур L в форме кругового сектора (рис. 34), то для полного магнитного потока Φ_L , пронизывающего контур L , очевидно, получим

$$\Phi_L = \int_{S_L} \mathbf{H} d\mathbf{S}, \quad (4.95)$$

где S_L – площадь плоской поверхности, охватываемой контуром L . С учетом (4.91) для индуцируемой в контуре L ЭДС E_L найдем

$$E_L = \oint_L E_B dI = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{S_L} \mathbf{H} d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi_L}{\partial t}. \quad (4.96)$$

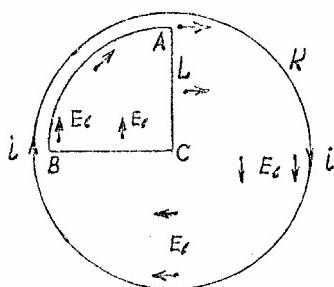


Рис. 34

Из формальной записи вида (4.96) можно сделать только один вывод, что все точки контура L по отношению к заключенному в этом контуре потоку Φ_L магнитного поля H находятся, в общем, в одинаковых физических условиях – они ограничивают поток Φ_L снаружи. Учитывая к тому же, что из уравнения (4.96) из левой и правой его части, в общем, никак не следует, например, что стороны AB , BC или CA контура L (рис. 34) должны иметь какое-либо преимущество в отношении индуцирования на этих участках контура ЭДС

или, наоборот, не должны иметь его вообще, то логическим следствием этого может быть только одно допущение, что ЭДС E_L вихревого электрического поля E_v индуцируется на всех участках контура L , и полная ЭДС E_L по всему контуру L равна сумме

$$\mathbf{E}_L = \mathbf{E}_{AB} + \mathbf{E}_{AC} + \mathbf{E}_{BC} = \oint_{AB} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{AC} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{BC} \mathbf{E}_B d\mathbf{l}. \quad (4.97)$$

В равенстве (4.97) каждый член суммы справа, по крайней мере, не должен быть равен нулю, так как в противном случае мы вынуждены будем заключить, что соответствующий участок контура L не ограничивает магнитного потока Φ_L . Таким образом, формальный вывод (4.97) непосредственно следует как из (4.96), так и из (4.87), и согласуется с известными представлениями. Однако, в действительности, при указанном на рис. 34 расположении контура L в магнитном поле H контура K с переменным током i , казалось бы, тривиальный вывод (4.97) не согласуется с наблюдениями. Например, при индуцировании вихревых электрических полей \mathbf{E}_B круговыми токами в камере циклических ускорителей [31] на любой электрический заряд e , находящийся на плоской поверхности S , совпадающей с плоскостью кругового контура K с током, вектор напряженности вихревого электрического поля \mathbf{E}_B направлен всегда по касательной к окружности, концентричной с контуром K . Следовательно, если в плоскости контура K с переменным током i (рис. 34) будет расположен контур L из проводника в виде сегмента, то действие электрической силы \mathbf{F}_E

$$\mathbf{F} = \mathbf{E}_B e \quad (4.98)$$

на электроны проводимости проводника на участке AB контура L со стороны вихревого электрического поля \mathbf{E}_B приведет к перемещению их вдоль проводника AB , между тем как действие этой же силы \mathbf{F}_E (4.98) на электроны проводимости проводника на участках BC и AC контура L не приведет их к перемещению вдоль проводника, так как направление действия силы \mathbf{F}_E на этих участках перпендикулярно к направлению проводников BC и AC . Другими словами, вся ЭДС \mathbf{E}_L вихревого электрического поля \mathbf{E}_B будет сконцентрирована только на участке AB контура L

$$\mathbf{E}_L = \mathbf{E}_{AB}, \quad (4.99)$$

между тем как на участках контура AC и BC ЭДС \mathbf{E}_{AC} и \mathbf{E}_{BC} вихревого электрического поля \mathbf{E}_B оказывается равной нулю:

$$\mathbf{E}_{AC} = \mathbf{E}_{BC} = \oint_{AC} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} = \oint_{BC} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} = 0. \quad (4.100)$$

Результаты (4.99), (4.100) действительно соответствуют экспериментальным наблюдениям, однако эти результаты не могут быть установлены из известных уравнений (4.86), (4.87) или (4.96), (4.97). Можно показать, что

при неизменной геометрической форме контура L , изменение геометрической формы контура K с переменным током i приведет к изменению как направления, так и величины вектора вихревого электрического поля \mathbf{E}_v в одних и тех же точках контура L и к перераспределению наведенной ЭДС на всех участках контура L даже при условии, если полная величина изменимого магнитного потока $\Delta\Phi_L$ будет неизменной. Из сопоставления (4.97), (4.98) и (4.99), (4.100) непосредственно следует, что применяемый в уравнениях (4.87), (4.96) формализм о магнитном потоке Φ (4.88), (4.95) через замкнутый контур L приводит к следствиям, которые не согласуются с экспериментальными наблюдениями. Уместно вспомнить здесь прозорливое предупреждения Ампера о необходимости отказа в электродинамике от понятия «магнит». Рассмотренный выше случай – один из примеров предсказанной Ампером «неимоверной путаницы в теории». Ограниченност и формальная сущность уравнения (4.87) особенно наглядно видны при попытке применения его для определения вихревых электрических полей \mathbf{E}_v и ЭДС индукции E от одиночных движущихся зарядов. Для примера рассмотрим ниже изменяющиеся магнитные поля в пространстве около равнотекущего движущегося заряда e .

4. Эффекты индукции ЭДС в замкнутых контурах

Найдем изменение магнитного потока $\Delta\Phi$ в контуре L_{ABCD} (рис. 35) за промежуток времени Δt при ускорении заряда e до скорости v на пути Δl . Размеры контура L_{ABCD} в направлении AB и AD предполагаем достаточно большими. Изменение магнитного потока $\Delta\Phi$ может быть определено согласно формуле

$$\Delta\Phi = \int_{S_{A'BCD'}} \mathbf{H} d\mathbf{S} - \int_{S_{ABCD}} \mathbf{H} d\mathbf{S} = \int_{S_{AA'DD'}} \mathbf{H} d\mathbf{S}. \quad (4.101)$$

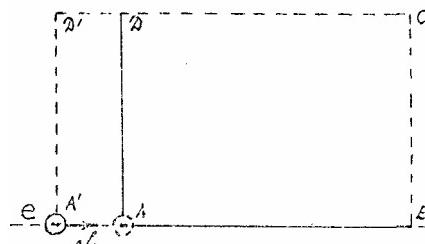


Рис. 35

Для равноускоренного движения, очевидно, будем иметь

$$\Delta l = v \Delta t / 2, \quad (4.102)$$

откуда находим

$$\Delta t = 2 \Delta l / v, \quad (4.103)$$

где v – скорость заряда e в точке A' . Согласно (4.87), с учетом (4.101), для суммарной ЭДС E , индуцируемой в контуре L_{ABCD} , можно записать

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\Delta}{\Delta t} \int_S \mathbf{H} dS = -\frac{1}{c} \frac{\Delta \Phi}{\Delta t}, \quad (4.104)$$

где $\Delta \Phi$ – изменение магнитного потока за промежуток времени Δt . Изменение магнитного потока $\Delta \Phi$ (4.101) определим пока для одного известного «радиального» магнитного поля H_\perp выражением вида

$$H_\perp = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi. \quad (4.105)$$

Подставляя (4.105) в (4.101) и учитывая, что $dS = r d\varphi dr$, для изменения магнитного потока $\Delta \Phi$ находим

$$\Delta \Phi = \frac{ev}{c} \int_{r_0}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin \varphi d\varphi dr}{r} = -\frac{ev}{c} \ln \frac{\infty}{r_0}. \quad (4.106)$$

Таким образом, если при определении ЭДС E в контуре L_{ABCD} (рис. 35) от действия вихревого электрического поля E_b индукции использовать то представление о магнитном потоке $\Phi = \int \mathbf{H} dS$, которое заложено в интегральном уравнении Максвелла (4.87), то для полного магнитного потока $\Phi = \Delta \Phi$ через плоский контур L_{ABCD} от одиночного движущегося заряда e получаются бесконечные величины. Допуская, что вихревое электрическое поле E_b на бесконечно удаленных участках BC и CD контура L_{ABCD} равно нулю, а на участке AD контура L_{ABCD} направление вектора вихревого электрического поля E_b , как было показано выше, перпендикулярно к стороне AD контура L_{ABCD} , то для суммарной ЭДС E (4.104) в контуре L_{ABCD} с учетом (4.106) можно записать

$$E = \oint_{AB} E_b dl = -\frac{1}{c} \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = \frac{1}{2} \frac{ev^2}{\Delta t c^2} \ln \frac{\infty}{r_0}, \quad (4.107)$$

т.е. вся ЭДС E оказывается сконцентрированной только на одном участке AB контура L_{ABCD} , и величина этой ЭДС E равна, опять же, бесконечности. Получающиеся бесконечности (4.106), (4.107) соответствуют, очевидно, тому, что используемое в интегральном уравнении Максвелла (4.87) представление о некоем магнитном потоке Φ (4.88), по всей вероятности, действительно не отражает собой в полной мере физической взаимосвязи между изменяющимся магнитным полем $H_\perp(t)$ в пространстве около ускоряемого заряда e и вихревыми электрическими полями E_b ЭДС индукции. Ситуация с представлением о магнитном потоке, естественно, еще более усложняется, если принять во внимание существование в пространстве около движущегося заряда, помимо известного радиального магнитного поля $H_\perp(t)$, еще и аксиального магнитного поля $H_{\parallel}(t)$.

Для установления более приемлемой, с физической точки зрения, взаимосвязи между изменяющимися магнитными полями $H_\perp(t)$ и $H_{\parallel}(t)$ движущегося заряда e и индуцируемыми ими вихревыми электрическими полями E_b необходимо, очевидно, основываться на более сильных предпосылках, например, исходить из соблюдения закона сохранения энергии и 3-го закона механики во взаимодействии ускоряемого заряда e с собственными вихревыми электрическими полями E_b ЭДС самоиндукции. Запишем равенство действующей на ускоряемый заряд e силы F_y с электрической силой самоиндукционного торможения $F_t = E_b e$ в виде

$$F_y = E_b e. \quad (4.108)$$

Если заряд e ускоряется до скорости v на пути Δl , то для работы A , производимой ускорющей силой F_y , будем иметь

$$A = F_y \Delta l = E_b e \Delta l. \quad (4.109)$$

Так как при ускорении заряда e до скорости v в пространстве около заряда индуцируются магнитные поля H_\perp и H_{\parallel} , то работа A ускорющей силы F_y против сил вихревого электрического поля E_b самоиндукции должна быть равна, очевидно, полной энергии магнитных полей H_\perp и H_{\parallel} , т.е.

$$A = E_b e \Delta l = \frac{1}{8\pi} \int_v H_\perp^2 dv + \frac{1}{8\pi} \int_v H_{\parallel}^2 dv = \frac{1}{8\pi} \int_v H_n^2 dv, \quad (4.110)$$

где $H_n = \sqrt{H_\perp^2 + H_{\parallel}^2}$ – результирующее магнитное поле движущегося заряда e

$$H_{\text{п}} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r_2}. \quad (4.111)$$

Ввиду того, что работа A (4.109) равна кинетической энергии W_K заряда e

$$A = \frac{m_0 v^2}{2} = W_K, \quad (4.112)$$

то, с учетом предыдущей главы книги, равенство (4.110) является очевидным. Из равенства (4.110) легко устанавливается взаимосвязь между вихревым электрическим полем E_b , действующим на заряд e , и результирующим магнитным полем $H_{\text{п}}$ этого же заряда

$$E_b = -\left(\frac{1}{8\pi e \Delta l}\right) \int_V H_{\text{п}}^2 dV. \quad (4.113)$$

Принимая во внимание, что для равноускоренного движения заряда

$$\Delta l = a \Delta t^2 / 2 = v \Delta t / 2, \quad (4.114)$$

выражение (4.113) можно переписать еще в виде

$$E_b = -\left(\frac{1}{8\pi ev \Delta l}\right) \int_V H_{\text{п}}^2 dV = -\left(\frac{2}{ev}\right) \frac{\Delta W_H}{\Delta t}, \quad (4.115)$$

т.е. вихревое электрическое поле E_b , действующее на заряд e при его ускорении, пропорционально изменению энергии ΔW_H результирующего магнитного поля $H_{\text{п}}$ во всем окружающем заряд пространстве, а направление вектора вихревого электрического поля E_b противоположно направлению движения ускоряемого заряда. От выражения (4.115) легко перейти к функциональной зависимости для усредненного значения вихревого электрического поля E_b на достаточно малом отрезке δl в любой произвольной точке пространства около ускоряемого заряда e . Например, для определения напряженности вихревого электрического поля E_b на отрезке δl в произвольной точке N (рис. 36), находящейся на ци-

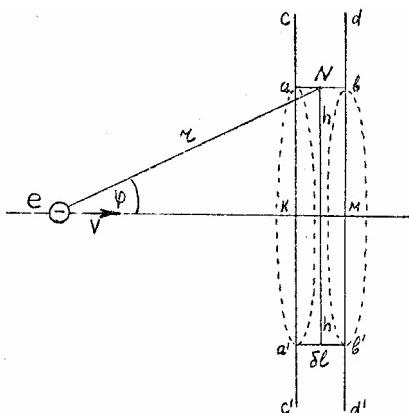


Рис. 36

линдрической поверхности радиуса h , необходимо определить изменение энергии δW_H результирующего магнитного поля H_n в достаточно узком слое δl пространства объема δV , ограниченного между двумя плоскостями cc' и dd' , перпендикулярными к направлению движения заряда e , и поверхностью цилиндра радиуса h , т.е.

$$\delta W_H = -\frac{1}{8\pi} \int_V H_n^2 dV = \frac{e_2 v^2}{8\pi c^2} \int_{\delta V} \frac{\delta l}{r^4} (2\pi h dh). \quad (4.116)$$

Принимая во внимание

$$r = \frac{l}{\cos \varphi}, \quad h = l \operatorname{tg} \varphi, \quad dh = \frac{r d\varphi}{\cos \varphi}, \quad (4.117)$$

получим

$$\delta W_H = \frac{e_2 v^2 \delta l}{4c^2 l^2} \int_{\varphi_N}^{\pi/2} \cos \varphi \sin \varphi d\varphi = \frac{e_2 v^2 \delta l}{4c^2 l^2} \sin^2 \varphi \Big|_{\varphi_N}^{\pi/2} = \frac{e_2 v^2 \delta l}{4c^2 l^2} \cos^2 \varphi_N. \quad (4.118)$$

Откуда для вихревого электрического поля E_B (4.115) в любой точке на участках ab и $a'b'$ поверхности цилиндра радиуса h (рис. 36) будем иметь

$$E_B = -\frac{1}{4} \frac{ev\delta l}{c^2 l^2 \Delta t} \cos^2 \varphi_N. \quad (4.119)$$

Направление вектора вихревого электрического поля E_B определяется направлением действия силы δF на пробный заряд δe , помещенного в точке N

$$\delta F = E_B \delta e, \quad (4.120)$$

и всегда противоположно вектору скорости v заряда e

$$E_B = -\left(\frac{1}{4} \frac{e\delta l}{c^2 l^2 \Delta t} \right) v \cos^2 \varphi_N. \quad (4.121)$$

Из (4.121) для ЭДС δE на участке ab , $a'b'$ поверхности цилиндра длиной δl находим

$$\delta E = \oint E_B dI = E_B \delta l - \frac{1}{4} \frac{ev\delta l^2}{c^2 l^2 \Delta t} \cos^2 \varphi_N. \quad (4.122)$$

Изменяя в (4.118) пределы интегрирования, для усредненного значения вихревого электрического поля E'_B на отрезке прямой km , совпадающей с

направлением траектории движения заряда e в рассматриваемый момент времени и по длине равной $\delta l' = \delta l$, получим ($\phi_N = 0$, $\cos \varphi = 1$)

$$\mathbf{E}'_B = -\frac{1}{4} \frac{e \delta l'}{c^2 l^2 \Delta t} \mathbf{v}. \quad (4.123)$$

Соответственно, для ЭДС $\delta E'$ на участке прямой km будем иметь

$$\delta E' = E'_B \delta l' - \frac{1}{4} \frac{ev \delta l'^2}{c^2 l^2 \Delta t}. \quad (4.124)$$

Чтобы убедиться в том, что полученные соотношения (4.115), (4.121), (4.123) действительно правильно отражают собой определенные законы индукции (самоиндукции) ускоренно движущихся зарядов, рассмотрим, например, какое суммарное вихревое электрическое поле E_B и суммарная ЭДС E индуцируются на участке AB поверхности цилиндра радиуса R от системы равноускоренно движущихся зарядов σdx_i , представляющих собой бесконечную линейную заряженную нить с плотностью заряда σ (рис. 37). В этом случае, принимая во внимание (4.115), для элементарного заряда σdx_i заряженной нити можно записать

$$dE_{Bi} = -\left(\frac{2}{\sigma dx_i v_i}\right) \frac{\Delta W_{Hi}}{\Delta t}. \quad (4.125)$$

Откуда для суммарного вихревого электрического поля E_B на участке ΔZ поверхности цилиндра от всех элементарных зарядов σdx_i заряженной

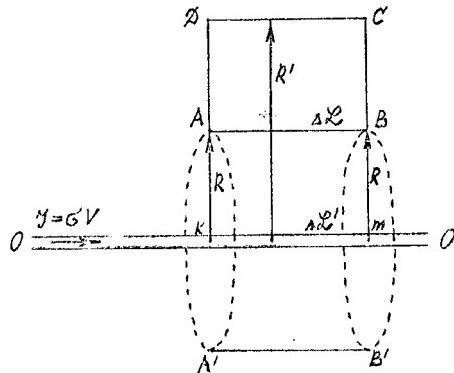


Рис. 37

нити, казалось бы, следовало записать

$$\begin{aligned} dE_B &= dE_{B1} + dE_{B2} + \dots + dE_{Bn} = \\ &= -\frac{2}{\sigma dxv\Delta t} (\Delta W_{H_1} + \Delta W_{H_2} + \dots + \Delta W_{H_n}). \end{aligned} \quad (4.126)$$

Однако, так как энергия магнитного поля от всех элементарных зарядов σdx_i не суммируется по линейному закону, то запись (4.126) не может отражать взаимосвязь между суммарным вихревым электрическим полем E_B и суммарной энергией магнитного поля W_H движущейся линейной заряженной нити. Следовательно, с учетом (4.115), для участка ΔZ (рис. 37) движущейся ускоренно линейной заряженной нити следует записать

$$dE_B = -\frac{2}{\sigma v \Delta Z} \frac{\Delta W_H}{\Delta t} = -\frac{2}{\sigma v \Delta Z \Delta t} \left(\frac{1}{8\pi} \int_{\Delta V} H_0^2 dV \right), \quad (4.127)$$

где H_0 – результирующее магнитное поле от движущейся заряженной нити в конце ускорения. Изменение энергии магнитного поля ΔW_H при ускорении заряженной нити до скорости v за промежуток времени Δt определяется в объеме ΔV , заключенном между двумя параллельными плоскостями, пересекающих заряженную нить под прямым углом в точках k и m , и ограниченным поверхностью цилиндра радиуса R . Так как для результирующего магнитного поля H_0 движущейся заряженной нити можно записать (аксиальное магнитное поле $H_{||}$ линейного тока равно нулю)

$$H_0 = H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2i}{r} = \frac{1}{c} \frac{2\sigma v}{r}, \quad (4.128)$$

то запись (4.127) может быть представлена в виде

$$dE_B = \frac{1}{4\pi} \frac{1}{\sigma v \Delta Z \Delta t} \int_{\Delta V} \left(\frac{2\sigma v}{cr} \right)^2 dV. \quad (4.129)$$

Принимая во внимание, что $dV = 2\pi r \Delta Z dr$, окончательно для вектора вихревого электрического поля \mathbf{E}_B будем иметь

$$\mathbf{E} = -\frac{2\sigma v}{c^2 \Delta t} \int_R^{\infty} \frac{dr}{r} = -\frac{2\sigma v}{c^2 \Delta t} \ln r \Big|_R^{\infty}. \quad (4.130)$$

Таким образом, результирующее вихревое электрическое поле в пространстве около движущейся равнousкоренно бесконечной по длине заряженной нити оказывается величиной бесконечной. Соответственно, и результирующая ЭДС E на участке AB цилиндрической поверхности радиуса R

$$E = E_B \Delta Z = -\frac{2\sigma v \Delta Z}{c^2 \Delta t} \ln r \Big|_R^\infty \quad (4.131)$$

оказывается также величиной бесконечной. Аналогично, и результирующая ЭДС E' на участке CD цилиндрической поверхности радиуса R' также оказывается величиной бесконечной:

$$E' = E'_B \Delta Z = -\frac{2\sigma v \Delta Z}{c^2 \Delta t} \ln r \Big|_{R'}^\infty. \quad (4.132)$$

Однако, если рассмотреть замкнутый контур $ABCD$ (рис. 37), то для результирующей ЭДС E_k в этом контуре будем иметь конечную величину

$$E_k = E - E' = -\frac{2\sigma v \Delta Z}{c^2 \Delta t} \ln \frac{R'}{R}. \quad (4.133)$$

На участках CD и BC замкнутого контура $ABCD$ ЭДС не индуцируется, так как на этих участках вектор напряженности вихревого электрического поля \mathbf{E}_B перпендикулярен к прямым участкам AD и BC . Так как в практических случаях при определении ЭДС E интегральным уравнением Максвелла (4.87) рассматриваются только замкнутые контуры L , для которых расчеты дают удовлетворительное совпадение с наблюдениями, то сравним полученный результат (4.133) с результатом решения аналогичной задачи интегральным уравнением Максвелла (4.87).

Определим полную ЭДС E'_k в замкнутом контуре $ABCD$ (рис. 38) уравнением (4.87), которое запишем в виде

$$E'_k = \oint_L \mathbf{E}_B d\mathbf{l} = \frac{1}{c} \frac{\Delta}{\Delta t} \int_{\Delta S} \mathbf{H} d\mathbf{S}. \quad (4.134)$$

Следует отметить, что запись (4.134) эквивалентна записи

$$E'_k = E_{AB} + E_{AC} + E_{BC} + E_{DA} = \oint_{AB} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{AC} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{BC} \mathbf{E}_B d\mathbf{l} + \oint_{DA} \mathbf{E}_B d\mathbf{l}, \quad (4.135)$$

т.е. на всех участках контура $ABCD$ индуцируется неравная нулю ЭДС одного направления. Принимая во внимание (4.128) и полагая $dS = \Delta Z dr$, для (4.134) окончательно будем иметь

$$\mathbf{E}'_k = \mathbf{E}_{AB} + \mathbf{E}_{AC} + \mathbf{E}_{BC} + \mathbf{E}_{DA} = -\frac{2\sigma v \Delta Z}{c^2 \Delta t} \ln \frac{R'}{R}. \quad (4.136)$$

Сравнивая правые части (4.133) и (4.136), обнаруживаем полное тождество полученных результатов. Отличие же левых частей (4.133), (4.136) обусловлено отличием физического подхода в определении ЭДС \mathbf{E} вихревого электрического поля \mathbf{E}_v . Из совпадения результатов (4.133) и (4.136) не-посредственно следует вывод, что установленная ранее функциональная зависимость (4.115), а также следствия из нее (4.121), (4.123), действительно отражают собой определенный закон индукции вихревых электрических полей \mathbf{E}_v движущимися зарядами. Из отличия же левых частей равенств (4.133) и (4.136) следует, что согласно подхода (4.136) в замкнутом контуре $ABCD$ вблизи переменного линейного тока i (рис. 38) (при обходе контура, например, против часовой стрелки) на всех участках контура ЭДС \mathbf{E}_{AB} , \mathbf{E}_{BC} , \mathbf{E}_{CD} , \mathbf{E}_{DA} является величиной положительной, между тем как согласно подхода (4.133), при том же обходе замкнутого контура $ABCD$, ЭДС \mathbf{E} на участке AB контура является величиной положительной, а на участке DC контура ЭДС \mathbf{E}' является величиной отрицательной. В свою очередь, это соответствует еще тому, что согласно (4.136) в каждой точке в пространстве около переменного линейного тока i вектор индуцируемого вихревого электрического поля \mathbf{E}_v имеет, в общем, произвольное направление, зависящее от геометрии выбранного замкнутого контура $ABCD$. Между тем как согласно (4.133) в любой произвольной точке в пространстве около переменного линейного тока i вектор индуцируемого вихревого электрического поля \mathbf{E}_v всегда имеет неизменное направление, совпадающее с направлением линейного тока i . Для решения вопроса, какой из подходов (4.133), (4.136) является, с физической точки зрения, более обоснованным, следует обратиться к экспериментальным результатам. Как было отмечено выше, из теории линейных и циклических индукционных ускорителей [31], подтверждаемой многочисленными наблюдениями, известно, что на любой электрический заряд e вблизи переменного линейного тока i , направление действия электрической силы \mathbf{F} на заряд e со стороны вихревого электрического поля \mathbf{E}_v всегда совпадает с направлением линейного тока $\mathbf{i} = \sigma \mathbf{v}$, вне зависимости от расстояния до линейного тока и вне зависимости от конфигурации выбранного замкнутого контура L_{ABCD} . Таким образом, общепринятый подход установления взаимосвязи между вихревыми электрическими полями \mathbf{E}_v и изменением некоего магнитного потока Φ

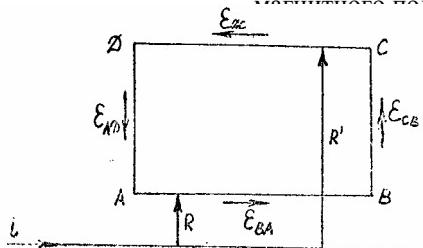


Рис. 38

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H} d\mathbf{S}. \quad (4.137)$$

необходимо считать ограниченным, так как, во-первых, интегральное уравнение (4.87) оказывается неприменимым к переменному магнитному полю $H(t)$ одиночного движущегося заряда e , во-вторых, решения уравнений (4.87)

применительно к магнитным полям $H(t)$ линейных токов дают такое распределение ЭДС в контуре, которое не соответствует экспериментальным наблюдениям.

5. Индукция вихревого электрического поля от одиночного равномерно движущегося заряда

Для подтверждения достаточно удовлетворительной применимости зависимостей (4.115), (4.121), (4.123) для магнитных полей H_{\perp} , H_{\parallel} одиночных движущихся зарядов, определим результирующую ЭДС E (4.107) на прямой AB контура $ABCD$ (рис. 39) от движущегося равнотускоренно одиночного заряда e электрона и покажем конечность его выражения. С учетом (4.114), предварительно запишем (4.123) в виде

$$E'_B = -\frac{1}{8} \frac{ev^2 \delta l'}{c^2 l^2 \Delta t}. \quad (4.138)$$

Ввиду произвольности выбора $\delta l'$, положим $\delta l' = \Delta l$. В этом случае для (4.138) можно записать

$$E'_B = -\frac{1}{8} \frac{ev^2}{c^2 l^2}. \quad (4.139)$$

Соответственно, для ЭДС dE' на отрезке dl прямой AB на расстоянии l от электрона e (рис. 39) получим

$$dE' = E'_B dl. \quad (4.140)$$

Результирующая ЭДС E' на прямой $A'B$ найдется в виде

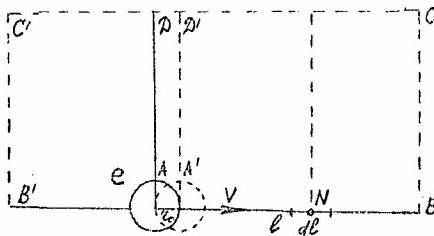


Рис. 39

$$\mathbf{E}' = \oint_l d\mathbf{E}' = -\frac{1}{8} \frac{ev^2}{c^2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dl}{l^2} = -\frac{1}{8} \frac{ev^2}{r_0 c^2}. \quad (4.141)$$

Для определения результирующей ЭДС E' на участке $AA' = r_0$, где r_0 – классический радиус электрона e , запишем равенство (4.139) в виде

$$E''_B = -\frac{1}{8} \frac{ev^2}{r_0^2 c^2}, \quad (4.142)$$

т.е. усредненное вихревое электрическое поле E''_B (4.142) определяется на отрезке δl прямой AB в окрестности точки A' ($l = r_0$). Полагая E''_B (4.142) неизменным на участке $AA' = r_0$, для ЭДС E'' на этом участке можно записать

$$E'' = E''_B r_0 = -\frac{1}{8} \frac{ev^2}{r_0^2 c^2}. \quad (4.143)$$

Откуда, с учетом (4.141), (4.143), полная ЭДС E_1 на прямой AB оказывается, в противоположность результату (4.107), конечной и равной

$$E_1 = E' + E'' = -\frac{1}{4} \frac{ev^2}{r_0^2 c^2}. \quad (4.144)$$

Это соответствует тому, что при перенесении заряда e электрона по прямой AB из бесконечности в точку A , где он и находится в рассматриваемый момент времени, должна быть совершена работа

$$W_1 = E_1 e = \frac{1}{4} \frac{e^2 v^2}{r_0 c^2}. \quad (4.145)$$

Принимая во внимание справедливое для электрона равенство

$$m_0 c^2 = e^2 / r_0, \quad (4.146)$$

для работы W_1 (4.145) устанавливаем

$$W_1 = \frac{1}{2} \frac{m_0 v^2}{2} = \frac{1}{2} W_k, \quad (4.147)$$

что совершаемая при перенесении заряда e электрона из бесконечности в точку A работа W_1 равна половине кинетической энергии электрона e , которую он приобретает при ускорении от состояния покоя до скорости v на пути Δl . Однако в (4.144) было учтено изменение магнитного поля $H(t)$ в пространстве около ускоряемого заряда e электрона только в одном правом (по рис. 39) полупространстве. Если же учесть, что изменение магнитного поля $H(t)$ в левом полупространстве индуцирует ЭДС E_2 еще и на прямой $B''A$ (рис. 39), то, ввиду симметрии картины, для полной работы W_0 перемещения заряда e электрона из бесконечности в точку A против собственной ЭДС индукции будем иметь тождество

$$W_0 = W_1 + W_2 \equiv \frac{m_0 v^2}{2} = W_k. \quad (4.148)$$

Дать какую-либо приемлемую интерпретацию столь удивительному тождеству (4.148) пока не представляется возможным, однако само по себе указанное совпадение результатов, в противоположность бесконечному результату (4.107), может служить убедительным доказательством объективности существования закономерности (4.148), определяемой установленными функциональными зависимостями (4.115), (4.121), (4.123), (4.127), (4.130).

Выводы

В заключение следует отметить, что функциональная зависимость (4.115) для вихревого электрического поля E_v в произвольной точке пространства оказывается приемлемой для изменяющихся магнитных полей $H(t)$ как от одиночных зарядов, так и от линейных токов. При этом применительно к магнитным полям одиночных зарядов результаты получаются

конечными по величине и приводят к установлению, с физической точки зрения, новых неизвестных ранее зависимостей. Применительно же к магнитным полям линейных токов, получающиеся результаты позволяют устанавливать действительное распределение ЭДС в замкнутом контуре и определять величину и направление вектора вихревого электрического поля \mathbf{E}_v в любой произвольной точке этого контура, причем получающиеся результаты не противоречат экспериментальным наблюдениям. Применимость же известных функциональных зависимостей (4.86), (4.87) оказались ограниченными только случаем изменяющихся магнитных полей $H(t)$ от линейных токов, причем этими зависимостями оказывается возможным определять только результирующую ЭДС в замкнутом контуре. Предсказываемое же уравнением (4.87) распределение ЭДС в контуре не соответствует экспериментальным наблюдениям. Однако более широкая применимость функциональной зависимости (4.115) оказалась возможной только благодаря тому, что при установлении взаимосвязи вихревых электрических полей с изменяющимися магнитными полями был изменен как сам физический подход, так и учтено существование в пространстве около движущегося заряда, помимо известного радиального магнитного поля $H_{\perp}(t)$, еще и неизвестного ранее в науке аксиального (скалярного) магнитного поля $H_{||}(t)$. При этом следует еще отметить, что без учета существования у движущегося заряда аксиального (скалярного) магнитного поля $H_{||}(t)$ применение нового физического подхода в установлении взаимосвязи между вихревыми электрическими полями и изменяемыми во времени магнитными полями оказывается принципиально невозможным. В связи с этим более широкая применимость функциональной зависимости (4.115) может рассматриваться как еще одно доказательство реальности существования у движущегося заряда аксиального (скалярного) магнитного поля.

Литература

- Брунов Б.Я., Гольденберг Л.М., Кляцкин И.Г., Цейтлин Л.А. Теория электромагнитного поля. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1957. – С. 220.
- Калантаров П.Л., Нейман Л.Р. Теоретические основы электротехники. Изд. 3-е. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1951. – С. 131.
- Каплянский А.Е., Лысенко А.П., Полотовский Л.С. Теоретические основы электротехники. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. – С. 128.
- Калашников С.Г. Электричество. – М.: Гостехиздат, 1956. – С. 176, 190.
- Нейман Л.Р., Калантаров П.Л. Теоретические основы электротехники. Ч. 1. Изд. 4-е. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1954. – С. 272.
- Шефер К. Теоретическая физика. Т. 1. – М.-Л.: ОНТИ, 1934. – С. 199.

7. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – С. 83, 204, 397, 400.
8. Ампер А.М. Электродинамика. – М.: Изд-во АН СССР, 1954.
9. Хэг Б. Электромагнитные расчеты. – М.-Л.: Энергоиздат, 1934. – С. 120.
10. Максвелл Д.К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: Изд-во ТТЛ, 1954.
11. Шефер К. Теоретическая физика. Т. 3, ч. 1. – М.-Л.: ОНТИ, 1957. – С. 232.
12. Френкель Я.И. Электродинамика. Т. 1. – Л.-М.: ОНТИ, 1934. – С. 189.
13. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Кн. 6. – М.: Мир, 1977. – С. 80, 270.
14. Сигалов Р.Г., Шаповалова Т.И., Каримов Х.Х., Самсонов Н.И. Новые исследования движущих сил магнитного поля. – Ташкент: Изд-во «ФАН», 1975. – С. 5, 26.
15. Китайгородский А.И. Введение в физику. – М.: Физматгиз, 1957. – С. 259.
16. Стреттон Дж.А. Теория электромагнетизма. – М.-Л.: Гостехиздат, ОГИЗ, 1948.
17. Джексон Дж. Классическая электродинамика. – М.: Мир, 1965.
18. Компанеец А.С. Курс теоретической физики. Т. 1. – М.: Просвещение, 1972.
19. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. – М.: Физматгиз, 1962.
20. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1962.
21. Штрауф Е.А. Электричество и магнетизм. – М.-Л.: Изд-во ТТЛ, 1950.
22. Беллюстин С.В. Классическая электронная теория. – М.: Высшая школа, 1971.
23. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. Т. 2. – М.: Наука, 1973.
24. Лоренц Г.А. Теория электронов. – М.: Изд-во ТТЛ, 1953.
25. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1975.
26. Иос Г. Курс теоретической физики. – М.: Учпедгиз, 1963.
27. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1973.
28. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Кн. 5. – М.: Мир, 1977.
29. Китайгородский А.И. Введение в физику. – М.: Физматгиз, 1957.
30. Штрауф Е.А. Курс физики. Т. 2. – Л.: Судпромгиз, 1963.
31. Гринберг А.П. Методы ускорения заряженных частиц. – М.-Л.: Изд-во ТТЛ, 1950.

Глава 5. Система уравнений для аксиального (скалярного) и радиального (векторного) магнитных полей движущегося заряда (1980 г.)

1. Токи смещения и магнитные поля движущегося заряда

Рассмотрим известную систему уравнений Максвелла для токов переноса

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (5.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{n}} \quad (5.2)$$

и токов смещения

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (5.3)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}} \quad (5.4)$$

равномерно движущихся зарядов ($v \ll c$), где

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (5.5)$$

Для решения системы уравнений (5.1), (5.2) вводится векторный потенциал \mathbf{A} , на который накладываются определенные условия:

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}, \quad (5.6)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = 0. \quad (5.7)$$

Решение же системы уравнений (5.3), (5.4) непосредственно через векторный потенциал \mathbf{A} оказывается принципиально невозможным. Только посредством ряда формальных, по своему существу, математических преобразований [1, 2] удается упростить систему уравнений (5.3), (5.4) до такого вида, который просто исключает токи смещения из рассмотрения.

Известно [1,3–5], что система уравнений (5.1), (5.2) дает решение только для одного радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_\perp [6]

$$H_\perp = \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{j}_n \times \mathbf{R}]}{R^3} dv . \quad (5.8)$$

Формальные преобразования системы уравнений (5.3), (5.4) также сводятся к получению «решения» только для одного радиального (векторного) магнитного поля [1,2,6]

$$H_\perp = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] . \quad (5.9)$$

Функциональные зависимости (5.8), (5.9) для радиального магнитного поля \mathbf{H}_\perp , в общем, оказываются применимыми и для случая одиночного движущегося заряда e [1,4], хотя ограниченность условия (5.7) при этом общеизвестна [7]. В частности, для случая одиночного движущегося заряда e , заключенного в объеме δV , учитывая, что подынтегральное выражение (5.8) не будет равно нулю только для точек пространства внутри объема δV , запись решения (5.8) легко сводится к записи (9), если положить

$$\mathbf{j}_n \delta V = (\mathbf{j}_n \delta S) \delta l = \mathbf{j}_n \delta l = \sigma v \delta l = (\sigma \delta l) v = ev , \quad (5.10)$$

где σ – линейная плотность заряда e ; δl – линейный размер заряда e ; δS – сечение заряда e . Подставляя (10) в (8), устанавливаем

$$\mathbf{H}_\perp = \frac{e}{c R^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}] = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] \quad (5.11)$$

или, в скалярном виде

$$\mathbf{H}_\perp = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \sin \varphi . \quad (5.12)$$

Однако полученные решения (5.8), (5.9), (5.11), (5.12) для одного типа магнитного поля \mathbf{H}_\perp в основе своей базируются, вообще-то, на представлениях неприемлемого, с физической точки зрения, принципа дальнодействия, что магнитные поля \mathbf{H}_\perp индуцируются только током переноса движущегося заряда, между тем как реально существующие токи смещения движущихся зарядов полностью исключаются из рассмотрения. Если же основываться на более приемлемых, с физической точки зрения, предпосылках, что магнитные поля должны индуцироваться только токами смещения движущихся зарядов по принципу близкодействия [6, 8–10], то оказывается очевидной необходимость получения непосредственного решения системы уравнений

(5.3), (5.4) только через токи смещения. Следует отметить, что система уравнений (5.3), (5.4), аналогично как и (5.1), (5.2), вообще-то, также легко сводима к уравнению Пуассона

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm}. \quad (5.13)$$

И если не раскрывать смысла вектора \mathbf{j}_{cm} плотности тока смещения, то можно получить и решение уравнения Пуассона (5.13) в виде (5.8), т.е.

$$\mathbf{H}_\perp = \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{j}_{cm} \times \mathbf{R}]}{R^3} dv. \quad (5.14)$$

Решение это, как было показано выше (5.10), (5.11), остается справедливым, в частности, и для одиночного движущегося заряда e . Однако, если учесть, что вектор плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} для одиночного заряда e , вообще-то, не совпадает с направлением вектора \mathbf{j}_p плотности тока переноса

$$\mathbf{j}_{cm} = \mathbf{j}_{||} + \mathbf{j}_\perp, \quad (5.15)$$

где $\mathbf{j}_{||}$ – составляющая вектора плотности тока смещения, параллельная вектору плотности тока переноса \mathbf{j}_p ; \mathbf{j}_\perp – составляющая вектора плотности тока смещения, перпендикулярная вектору плотности тока переноса \mathbf{j}_p , то прямая подстановка (5.15) в (5.14)

$$\mathbf{H}_\perp = \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{j}_{||} \times \mathbf{R}]}{R^3} dv + \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{j}_\perp \times \mathbf{R}]}{R^3} dv \quad (5.16)$$

формально приводит к установлению возможности существования у движущегося заряда двух типов магнитных полей, а не одного, как это следует из решений (5.8), (5.9) через одни токи переноса. И хотя окончательного решения для выражения (5.16) получить не представляется возможным из-за принципиальных отличий в свойствах токов переноса \mathbf{j}_p и токов смещения \mathbf{j}_{cm} , формальная сущность записи (5.16) оказывается не лишенной определенного физического смысла. Как показывают специально проведенные исследования токов смещения и их свойств [6,8–10], они действительно способны индуцировать два типа магнитных полей.

2. Аксиальная и радиальная компоненты токов смещения

Для математического описания одновременно двух типов магнитных полей движущегося заряда и для математического обоснования реальности существования, помимо известного радиального (векторного) магнитного

поля \mathbf{H}_\perp , еще и аксиального (скалярного) магнитного поля H_\parallel , рассмотрим возможность записи новой видоизмененной и дополненной системы уравнений, взамен известной системы уравнений Максвелла (5.1), (5.2) и (5.3), (5.4). Для достижения указанной цели остановимся на более подробном анализе уравнения в записи (5.2) и (5.4). Прежде всего, следует обратить внимание на явно парадоксальную незэквивалентность уравнений (5.2) и (5.4) между собой, несмотря на то, что результаты решения двух систем с этими уравнениями в виде (5.8), (5.9) для случая, например, одиночного движущегося заряда e (5.11), (5.12), как это было отмечено выше, сводятся к одному и тому же выражению для вектора магнитного поля \mathbf{H} , которое можно записать в виде

$$\mathbf{H} = \frac{e}{cR^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}]. \quad (5.17)$$

Из единственности результата (5.17) для вектора магнитного поля \mathbf{H} систем уравнений (5.1), (5.2) и (5.3), (5.4), в частности, непосредственно следует, что векторы магнитного поля \mathbf{H} (5.17) в левых частях уравнений (5.2) и (5.4) также представляют собой один и тот же вектор \mathbf{H} (5.17). Если же это так, то одна и та же операция ротора, примененная к одному и тому же вектору \mathbf{H} в (5.2) и (5.4), должна приводить, очевидно, к тождественным результатам, т.е. к установлению нового вектора $\text{rot } \mathbf{H}$, направление которого, по отношению к исходному вектору \mathbf{H} , должно оставаться неизменным. Но в таком случае тождественно схожие левые части уравнений (5.2) и (5.4) должны представлять собой, очевидно, и тождественно эквивалентные по направлению и величине векторы $\text{rot } \mathbf{H}$. Из тождественной эквивалентности левых частей уравнений (5.2), (5.4) непосредственно следует необходимость наличия аналогичной эквивалентности и между векторами \mathbf{j}_n и \mathbf{j}_{cm} правых частей этих уравнений. Однако из определения векторов \mathbf{j}_n и \mathbf{j}_{cm}

$$\mathbf{j}_n = \sum_i e_i v_i \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_i) \quad (5.18)$$

$$\mathbf{j}_{cm} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5.19)$$

видно, что направление вектора \mathbf{j}_n плотности тока переноса всегда совпадает с направлением движения зарядов e_i , между тем как направление вектора \mathbf{j}_{cm} плотности тока смещения для одной и той же системы зарядов $\sum e_i$ в разных точках пространства может иметь весьма произвольное направление.

Особенно наглядно это видно для случая движения одиночного заряда e , для которого имеем

$$\mathbf{j}_n = e\mathbf{v}\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0), \quad (5.20)$$

$$\mathbf{j}_{cm} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t}. \quad (5.21)$$

Согласно (5.20), вектор \mathbf{j}_n плотности тока переноса совпадает с направлением вектора скорости \mathbf{v} заряда e и при $\mathbf{v} = \text{const}$ является величиной постоянной как по направлению, так и по величине, между тем как вектор \mathbf{j}_{cm} плотности тока смещения для разных точек пространства в этом же случае определяется выражением [6, 8–10]

$$\mathbf{j}_{cm} = \mathbf{j}_{||} + \mathbf{j}_{\perp} = \left[\frac{ev(3\cos^2\varphi - 1)}{4\pi R^3} \right] \mathbf{x}_0 + \left[\frac{3ev\sin\varphi\cos\varphi}{4\pi R^3} \right] \mathbf{z}_0. \quad (5.22)$$

Следовательно, если допустить, что уравнение (5.2), например, составлено верно, то можно уже заведомо утверждать, что уравнение (5.4) просто не представляет собой даже равенства, так как левая его часть не равна правой. То же самое можно сказать и относительно уравнения (5.2), если только допустить, что уравнение (5.4) составлено верно. Для того же, чтобы однозначно ответить на вопрос, какая же правая часть уравнений (5.2) и (5.4) системы Максвелла удовлетворяет ее левой части, определим операцию $\text{rot } \mathbf{H}$ от определенного этими же системами уравнений вектора магнитного поля \mathbf{H} (5.17) для случая одиночного движущегося заряда e . Нетрудно понять, что и для случая системы из двух, трех и т.д. зарядов e_i операция $\text{rot } \mathbf{H}$ в левых частях уравнений (5.2) и (5.4) должна приводить к тождественным результатам. Выбирая декартовую систему координат с осью x , направленной по направлению движения заряда e , и расписывая операцию ротора по частным производным, будем иметь

$$\text{rot } \mathbf{H} = \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \mathbf{x}_0 + \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) \mathbf{y}_0 + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \mathbf{z}_0. \quad (5.23)$$

Принимая во внимание направление вектора магнитного поля \mathbf{H} (5.17) в точке $N(x, y = 0, z)$

$$\mathbf{H} = \frac{ev\sin\varphi}{cR^2} \mathbf{y}_0 = \left(\frac{evz}{cR^3} \right) \mathbf{y}_0 \quad (5.24)$$

или по компонентам

$$H_x = 0, \quad (5.25)$$

$$H_y = \frac{evz}{c(\sqrt{x^2 + z^2})^3}, \quad (5.26)$$

$$H_z = 0, \quad (5.27)$$

для выражения (5.23) получим

$$\text{rot } \mathbf{H} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} + \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (5.28)$$

Подставляя (5.26) в (5.28) и производя дифференцирование, окончательно устанавливаем

$$\text{rot } \mathbf{H} = \left[\frac{ev(3\cos^2\varphi - 1)}{cR^3} - \frac{ev}{cR^3} \right] \mathbf{x}_0 + \left[\frac{3ev\sin\varphi\cos\varphi}{cR^3} \right] \mathbf{z}_0. \quad (5.29)$$

Помножив и поделив правую часть (5.29) на 4π , запишем ее в виде

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \left[\frac{ev(3\cos^2\varphi - 1)}{4\pi R^3} - \frac{ev}{4\pi R^3} \right] \mathbf{x}_0 + \frac{4\pi}{c} \left[\frac{3ev\sin\varphi\cos\varphi}{4\pi R^3} \right] \mathbf{z}_0. \quad (5.30)$$

Из сравнения правой части (5.30) с (5.22) обнаруживаем, что вектор $\text{rot } \mathbf{H}$ можно представить в виде разности двух векторов \mathbf{j}_{cm} и \mathbf{j}_{cm}^n

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm} - \frac{4\pi}{c} \left(\frac{ev}{4\pi R^3} \right) \mathbf{x}_0 = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_{cm} - \mathbf{j}_{cm}^n), \quad (5.31)$$

один из которых \mathbf{j}_{cm} представляет собой не что иное, как вектор плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} (22) в точке наблюдения $N(x, y = 0, z)$, направление которого не совпадает с направлением вектора плотности тока переноса \mathbf{j}_n (20) движущегося заряда e . Другой вектор \mathbf{j}_{cm}^n представляет собой плотность тока смещения опять же в точке наблюдения $N(x, z)$, направление которого противоположно вектору плотности тока переноса \mathbf{j}_n (5.20) движущегося заряда e . Вполне понятно, что результирующий вектор $(\mathbf{j}_{cm} - \mathbf{j}_{cm}^n)$ (5.31) не будет совпадать по направлению ни с вектором плотности тока переноса \mathbf{j}_n (5.2), (5.20), ни с вектором плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} (5.4), (5.22). Откуда можно сделать уже окончательный вывод, что оба уравнения (5.2) и (5.4) из систем уравнений (5.1), (5.2) и (5.3), (5.4) не представляют собой даже урав-

нений, а являются просто неравенствами, у которых левые части ни по величине, ни по направлению не равны правым частям.

Чтобы понять физический смысл тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n в (5.31), обратим внимание на тот факт, что результирующий ток I_p [6] через плоскую поверхность $S_0 = \pi R^2$, перпендикулярную к направлению движения заряда e и пересекающую его, определяется выражением (см. рис. 12)

$$I_p = I_{\text{п}} - I'_{\text{cm}||} = \frac{ev}{2R}, \quad (5.32)$$

где $I_{\text{п}}$ – ток переноса через поверхность S_0 , I'_{cm} – обратный ток смещения через поверхность S_0 . Из закона замкнутости тока I_p следует, что если контур $Z = 2\pi R$, ограничивающий плоскую поверхность S_0 , ограничивает еще и другую кривую поверхность S , то суммарный ток смещения $I_{\text{cm}||}$ через поверхность S по-прежнему должен оставаться величиной неизменной и равной току I_p (5.32)

$$I_{\text{cm}||} = \frac{ev}{2R}. \quad (5.33)$$

В частном случае, если кривой поверхностью S' будет являться полусфера радиуса R , то для средней плотности тока смещения j'_{cm} через поверхность S' полусферы получим

$$j'_{\text{cm}} = \frac{I_{\text{cm}||}}{2\pi R^2} = \frac{ev}{4\pi R^3}, \quad (5.34)$$

что полностью эквивалентно (за исключением знака) выражению для плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n (5.28)

$$j_{\text{cm}}^n = -\frac{ev}{4\pi R^3}. \quad (5.35)$$

Принимая во внимание, что для обратного суммарного тока смещения I''_{cm} через внешнюю поверхность S'' , примыкающую к поверхности S_0 , имеем [6]

$$I''_{\text{cm}||} = -\frac{ev}{2R}, \quad (5.36)$$

что по величине совпадает с током смещения $I_{\text{cm}||}$ (5.33), а по направлению противоположно ему, то аналогичные рассуждения наводят на мысль, что плотность тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n (5.35) может соответствовать суммарному

обратному току смещения $I''_{\text{см}}$ через полусферу S' , который, однако, не принимает уже непосредственного участия в индукции магнитного поля \mathbf{H} (17). Средняя же плотность обратного тока смещения $I''_{\text{см}}$ (5.36) через поверхность полусфера S' определится в этом случае аналогичным (5.34) выражением

$$j_{\text{см}}^n = \frac{I_{\text{см}||}^n}{2\pi R^2} = \frac{ev}{4\pi R^3}, \quad (5.37)$$

что полностью уже соответствует (5.35).

В то же время, если в (5.32) и (5.33) радиус R устремить к радиусу r_0 заряда e , то можно обнаружить [6]

$$I_p = I_{\text{см}||} = \frac{ev}{2r_0}, \quad (5.38)$$

что результирующий ток I_p (5.32) и суммарный ток смещения $I_{\text{см}||}$ (5.33) как по величине, так и по направлению оказываются тождественными току переноса I_n заряда e

$$I_n = \frac{\delta q}{\delta t} = \frac{ev}{2r_0}. \quad (5.39)$$

Однако, если то же самое проделать и с выражением (5.36), т.е. положить $R = r_0$, то будем иметь

$$I''_{\text{см}||} = -\frac{ev}{2r_0}, \quad (5.40)$$

что равно по величине и противоположно по знаку току переноса I_n (5.39) заряда e . Таким образом, между прямым током (5.32), (5.34), (5.38) и обратным током (5.36), (5.37), (5.40) через любую рассматриваемую полусферу S' всегда можно установить непосредственное количественное соответствие, и вектору плотности тока смещения $j_{\text{см}}^n$ (5.35), (5.37) в любой точке пространства всегда может быть противоставлен вектор плотности тока переноса j_n заряда e . В частности, на поверхности δS радиуса r_0 заряда e для плотности токов смещения $j'_{\text{см}}$ и переноса j_n ($j'_{\text{см}} = j_n$) и для плотности обратного тока смещения $j''_{\text{см}}$ устанавливаем

$$\mathbf{j}'_{\text{cm}} = \mathbf{j}_{\text{n}} = \frac{\mathbf{I}_{\text{n}}}{2\pi r^2} = \frac{e\mathbf{v}}{4\pi r_0^3}, \quad (5.41)$$

$$\mathbf{j}''_{\text{cm}} = \frac{\mathbf{I}''_{\text{cm||}}}{2\pi r_0^2} = -\frac{e\mathbf{v}}{4\pi r_0^3}. \quad (5.42)$$

Несмотря на то, что между прямым током I_p (5.32), (5.33) и обратным \mathbf{j}_{cm}^n (5.36), (5.40), а также, соответственно, между вектором плотности прямого тока \mathbf{j}'_{cm} (5.34), (5.41) и обратного \mathbf{j}''_{cm} (5.37), (5.42) имеет место количественная эквивалентность и формально возможна замена в правой части уравнения (5.31) вектора плотности обратного тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n на вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_{n} , однако, с физической точки зрения, отличие между этими токами оказывается существенным. Наиболее наглядно это отличие проявляется в том, что магнитное поле \mathbf{H} индуцируется только прямым током I_p , $I_{\text{cm||}}$, между тем как обратный ток смещения $I''_{\text{cm||}}$ в индукции магнитного поля \mathbf{H} не принимает участия. Присутствие же вектора плотности обратного тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n в правой части уравнения (5.31) может соответствовать только тому весьма интересному факту, что в индукции радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H} принимает участие не весь ток смещения

$$I_{\text{cm}} = \int \mathbf{j}_{\text{cm}} d\mathbf{S}, \quad (5.43)$$

а только его часть:

$$\Delta I_{\text{cm}} = \int (\mathbf{j}_{\text{cm}} - \mathbf{j}_{\text{cm}}^n) d\mathbf{S}. \quad (5.44)$$

3. Полная система уравнений для аксиального (скалярного) и радиального (векторного) магнитных полей движущегося заряда

Обобщая проведенные выше исследования, в которых обнаруживается явная ограниченность дифференциальных уравнений Максвелла в записи (5.2), (5.4) для магнитного поля \mathbf{H}_\perp , можно сделать уже окончательный вы-

вод, что для одного радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_\perp дифференциальным уравнением может быть только уравнение вида

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\perp = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_{cm} - \mathbf{j}_{cm}^n). \quad (5.45)$$

Запись же системы уравнений Максвелла (5.1), (5.2) через вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_p и системы уравнений (5.3), (5.4) через вектор плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} , а также используемая в литературе запись уравнения Максвелла одновременно и через ток смещения и через ток переноса, следует считать просто некорректной. Однако, следует обратить внимание на тот факт, что система уравнений Максвелла (5.3), (5.4), записанная через токи смещения \mathbf{j}_{cm} , как отмечалось выше, не имеет непосредственного решения через токи смещения согласно известным методам. Между тем как установленная уточненная запись уравнения (5.45) опять оказалась выраженной только через одни токи смещения. Это соответствует тому, что решение системы уравнений вида

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_\perp = 0, \quad (5.46)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\perp = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_{cm} - \mathbf{j}_{cm}^n), \quad (5.47)$$

согласно известным методам, также остается невозможным. Более того, полученная уточненная система уравнений (5.46), (5.47), согласно, опять же, известным методам, вообще не приводится к уравнению Пуассона, между тем как именно из системы уравнений вида (5.3), (5.4), формально приведенной к уравнению Пуассона (5.13), следовала возможность существования двух типов магнитных полей у движущихся зарядов. Хотя, опять же парадокс, из самой записи системы уравнений (5.3), (5.4) возможность существования двух типов магнитных полей заведомо исключается. Еще более странным парадоксом является то, что заведомо ошибочная запись систем уравнений (5.1), (5.2) и (5.3), (5.4), как это не удивительно, в своем решении приводит к правильным конечным результатам для радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_\perp . Однако рассмотренные выше различные трудности и парадоксы в современной электродинамике не являются случайными. Кроме перечисленных, имеется еще и ряд других, не менее странных и парадоксальных, которые могут свидетельствовать собой только о том, что состояние современной классической электродинамики никак нельзя признать удовлетворительным. Нашедшие в физике в последние 80–100 лет исключительно широкое применение формально-математические методы описания явлений реальной действительности, популяризация абст-

рактных методов релятивистской электродинамики и теории относительности настолько отвлекли внимание физиков от проблем классической электростатики и электродинамики, что классическое наследие в электродинамике со времен Ампера, Фарадея, Максвелла, Лоренца, Герца имеет свой практически первозданный вид вплоть до наших дней. Особенно много нерешенных проблем было и остается до настоящего времени с выяснением физической сущности установленных еще в прошлом веке основных математических функциональных зависимостей и уравнений электродинамики. И в значительной мере этому способствовало современное закостенелое представление о незыблемости основных уравнений электродинамики Максвелла. Вполне естественно, что накопившееся до настоящего времени значительное количество нерешенных проблем в классической электродинамике, многочисленные трудности и парадоксы, обнаруживаемые при описании различных электромагнитных явлений, приводят к вынужденной необходимости отыскания каких-то новых дополнительных уравнений, которые позволили бы, с математической точки зрения, достаточно обоснованно и корректно описывать электромагнитные явления реальной действительности. В связи с этим, для полного описания явлений электромагнетизма оказывается необходимым отыскание новой более полной системы дифференциальных и интегральных уравнений электростатики и электродинамики.

Исходя из общефилософского и общефизического анализа и обобщения многочисленных теоретических и экспериментальных фактов в области электромагнетизма [6,8–10,11], выяснения действительной физической сущности явления электромагнитной индукции и из анализа общих свойств токов смещения и токов переноса, а также основываясь на общефизическому обосновании возможности существования у движущихся зарядов двух видов магнитных полей, для полного описания магнитных полей движущегося заряда e предлагается видоизмененная и дополненная система уравнений в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_\perp = 0, \quad (5.48)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\perp = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_{cm} - \mathbf{j}_{cm}^n), \quad (5.49)$$

$$-\operatorname{grad} H_\parallel = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm}, \quad (5.50)$$

$$\mathbf{j}_{cm} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (5.51)$$

$$\mathbf{j}_{\text{cm}}^n = \frac{e\mathbf{v}}{4\pi R^3}, \quad (5.52)$$

где \mathbf{H}_\perp – вектор радиального магнитного поля в точке наблюдения; H_\parallel – скаляр аксиального магнитного поля в точке наблюдения; \mathbf{j}_{cm} – вектор плотности тока смещения в точке наблюдения; \mathbf{j}_{cm}^n – вектор плотности обратного тока смещения в точке наблюдения.

4. Методы решения полной системы дифференциальных уравнений электродинамики.

Для решения системы уравнений (5.48)-(5.52) известными методами введем векторный потенциал \mathbf{A} , для которого, в противоположность (5.6), (5.7), можно теперь положить

$$\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{H}_\perp, \quad (5.53)$$

$$\text{div } \mathbf{A} = H_\parallel. \quad (5.54)$$

Допущение (5.54) вполне обосновано, так как для одиночных движущихся зарядов $\text{div } \mathbf{A} \neq 0$ [7]. Условие (5.48) остается справедливым

$$\text{rot div } \mathbf{H}_\perp = 0. \quad (5.55)$$

Подставляя (5.53), (5.54) в (5.49), (5.50), находим

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (5.56)$$

$$\text{grad div } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}. \quad (5.57)$$

Принимая во внимание, что для двойного дифференцирования в (5.56) имеем

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = -\Delta \mathbf{A} + \text{grad div } \mathbf{A}, \quad (5.58)$$

перепишем (5.56), (5.57) в виде

$$-\Delta \mathbf{A} + \text{grad div } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (5.59)$$

$$\text{grad div } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{см}}. \quad (5.60)$$

Из (5.59), (5.60), вычитая из первого выражения второе, легко устанавливаем

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{см}}^n. \quad (5.61)$$

Математическая сущность полученного уравнения Пуассона в записи (5.61), отражающей функциональную взаимосвязь векторов \mathbf{A} и $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$, сводится к тривиальному решению его в виде

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}_{\text{см}}^n dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad (5.62)$$

где \mathbf{A} – отыскиваемая векторная функция в точке наблюдения; \mathbf{r}' – вектор точки, где задана векторная функция $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$; \mathbf{r} – вектор точки наблюдения.

Следует отметить, что решение системы уравнений Максвелла в виде (5.1), (5.2) при допущении (5.6), (5.7) также, в общем, сводится к уравнению Пуассона (5.61) и к установлению идентичной (5.62) функциональной взаимосвязи векторов \mathbf{A} и \mathbf{j}_n , т.е.

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}_n dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (5.63)$$

Однако ввиду того, что физическая сущность векторов $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ и \mathbf{j}_n в (5.62) и (5.63) оказывается уже существенно различной (они отличаются не только физическим содержанием, но и местом локализации в пространстве), то, казалось бы, идентичные зависимости (5.62), (5.63) приводят к принципиально отличающимся результатам. Так как формализм записи уравнения Пуассона в виде (5.61) и установившиеся представления о формальной сущности его решения в виде (5.62), (5.63) требуют вполне определенных формальных же свойств векторной функции \mathbf{j} , что произведение ее значения \mathbf{j}_i в точке \mathbf{r}_i на элемент dv_i

$$\mathbf{j}_i \delta v_i = \delta \mathbf{i}_i \delta l \quad (5.64)$$

должно определять по принципу дальнодействия элемент $\delta \mathbf{A}_i$ вектора \mathbf{A} в точке наблюдения \mathbf{r}

$$\delta \mathbf{A}_i = \frac{\mathbf{j}_i \delta v_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}, \quad (5.65)$$

то указанный формализм уравнения Пуассона и его решений находит удовлетворительное согласие только со свойствами векторной функции \mathbf{j}_n тока переноса. Обнаруживаемые же свойства векторной функции \mathbf{j}_{cm}^n тока смещения оказываются таковы, что окончательного решения (5.62) известными методами получить уже не удается. В связи с указанными обстоятельствами, для выхода из затруднительного положения и получения приемлемого решения для (5.62), в согласии с формализмом решения уравнения Пуассона (5.61), представляется возможным либо формально привести свойства токов смещения \mathbf{j}_{cm}^n , локализованных во всем окружающем движущийся заряд пространстве, к свойствам токов переноса \mathbf{j}_n , локализованных в точке нахождения заряда e , либо вообще отказаться от известных методов решения или от решения системы уравнений (5.48)–(5.52) через векторный потенциал \mathbf{A} . Как будет рассмотрено ниже, запись системы уравнений в виде (5.48)–(5.52) представляет возможность выбора как одного, так и другого пути преодоления указанных трудностей.

Допустим, например, что с целью удовлетворения известному формализму решения уравнения Пуассона (5.65) вектор \mathbf{j}_{cm}^n в записи (5.62) формально будет соответствовать не вектору плотности тока смещения в точке наблюдения \mathbf{r} , а противопоставляемому ему вектору плотности тока переноса \mathbf{j}_n в точке нахождения движущегося заряда e . Как это было уже отмечено выше, подобное соответствие действительно может иметь место. В этом случае для записи уравнения Пуассона вместо (5.61) будем, очевидно, иметь

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n, \quad (5.66)$$

и решение (5.62) принимает тривиальный вид (5.63), т.е.

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}_n \, dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (5.67)$$

В частности, если вектор \mathbf{j}_n в (5.67) соответствует результирующей плотности тока системы зарядов $\sum e_i$, то оказывается допустимым формальный переход [1]

$$\mathbf{j}_n = \sum_i e_i \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_i), \quad (5.68)$$

и решение (5.67) приводится к известному виду

$$\mathbf{A}_0 = \frac{1}{c} \int \frac{dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \sum_i e_i \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_i) = \frac{1}{c} \sum_i \frac{e_i \mathbf{v}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \sum_i \mathbf{A}_i. \quad (5.69)$$

Примененный в (5.69), с математической точки зрения, чисто абстрактный формализм δ -функции, для значения которой предполагается $\delta(\mathbf{r}') = 0$ для всех точек пространства, где нет зарядов, и $\delta(\mathbf{r}_i) = 1$ для точек, где находятся заряды e_i , особенно наглядно подчеркивает формальную сущность решения (5.69). В решении (5.69) полностью игнорируется роль пространства между рассматриваемыми зарядами e_i и индуцируемым ими в точке наблюдения \mathbf{r} векторным потенциалом \mathbf{A}_0 . Предполагаемые свойства δ -функции оказываются таковы, что они заведомо игнорируют возможность существования в пространстве вне движущихся зарядов каких-бы то ни было токов смещения, электрических и магнитных полей и других физических факторов. В то же время, с фактом фиксации какого-либо заряда e_i в точке r_i пространства, с физической точки зрения, необоснованно предполагается мгновенная передача результата действия от этого заряда e_i в другую пространственно удаленную точку наблюдения \mathbf{r} . Однако, тем не менее, и как это не удивительно, решение (5.69) действительно устанавливает результатирующее значение векторного потенциала \mathbf{A}_0 в точке наблюдения \mathbf{r} . В частном случае, для одиночного движущегося со скоростью \mathbf{v} заряда e для векторного потенциала \mathbf{A} в точке наблюдения \mathbf{r} из (5.69) непосредственно получаем

$$\mathbf{A} = \frac{e\mathbf{v}}{c|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|} = \frac{e\mathbf{v}}{cR}, \quad (5.70)$$

где R – расстояние от точки наблюдения \mathbf{r} до заряда e .

Таким образом, имеющееся в действительности определенное соответствие между током переноса I_n и током смещения $I_{cm||}$, а также соответствие между вектором плотности тока переноса \mathbf{j}_n и вектором плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n , как было показано выше, вполне допускает формальную замену вектора \mathbf{j}_{cm}^n в уравнении Пуассона (5.61) и в его решении (5.62) на эквивалентный ему вектор \mathbf{j}_n . Получаемое же при этом решение (5.67) через вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_n как для системы зарядов \mathbf{A}_0 (5.69), так и для одиночного заряда \mathbf{A} (5.70) должно отражать, очевидно, формальную сущность исходного уравнения (5.66), что в данном уравнении устанавливается

ется взаимосвязь векторного потенциала \mathbf{A} в точке наблюдения \mathbf{r} с вектором плотности тока переноса \mathbf{j}_n в точке нахождения в данный момент движущегося заряда e . Другими словами, это соответствует тому, что если полученное выражение для векторного потенциала \mathbf{A} одиночного заряда e в виде (5.70), определенного согласно (5.67) из (5.66) для точки наблюдения \mathbf{r} , подставить в исходное уравнение (5.66), то мы должны будем получить, очевидно, выражение для вектора плотности тока переноса \mathbf{j}_n в точке нахождения заряда e в виде (5.68), т.е.

$$\mathbf{j}_n = ev \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0). \quad (5.71)$$

Принимая во внимание, что оператор Лапласа $\Delta\mathbf{A}$, примененный к вектору \mathbf{A} , в декартовой системе координат расписывается в виде

$$\Delta\mathbf{A} = \left(\frac{\partial^2 A_x}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 A_y}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial^2 z} \right) \mathbf{x}_0, \quad (5.72)$$

где, в согласии с (5.70), для компонент вектора \mathbf{A} имеем

$$A_x = \frac{ev}{cR}, \quad (5.73)$$

$$A_y = 0, \quad (5.74)$$

$$A_z = 0, \quad (5.75)$$

для значения вектора $\Delta\mathbf{A}$ непосредственно устанавливаем

$$\Delta\mathbf{A} = \left(\frac{ev}{cR^3} \right) \mathbf{x}_0. \quad (5.76)$$

Сопоставляя полученный результат (5.76) с исходным уравнением (5.66), для выражения вектора плотности тока переноса \mathbf{j}_n находим

$$\mathbf{j}_n = - \left(\frac{ev}{4\pi R^3} \right) \mathbf{x}_0 \equiv \mathbf{j}_{cm}^n. \quad (5.77)$$

Сравнивая найденные выражения (5.77) с (5.71) и (5.31), (5.37), неожиданно обнаруживаем, что левая часть уравнения Пуассона (5.66), даже после формальных преобразований правой его части (замене вектора плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n в (5.61) и (5.62) на вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_n (5.68)), по-прежнему определяет собой распределенные по всему простран-

ству около движущегося заряда токи смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$. Другими словами, результат (5.76), (5.77) следует понимать в том смысле, что несмотря даже на то, что вектор \mathbf{A} в (5.67) формально определяется только через характеристики заряда e в точке его нахождения, т.е. через вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_n , в любом случае векторный потенциал \mathbf{A} остается функцией только токов смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$. Таким образом, даже допущенные выше формальные по своему существу подстановки не меняют физической сущности вектора-потенциала \mathbf{A} . Если же это так, то, в принципе, должно существовать и непосредственное решение уравнения Пуассона (5.61) через вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ в виде (5.62). И нетрудно показать, что такое решение действительно существует.

Например, если в (5.62) для случая одиночного заряда e подставить определенное разными способами выражение вектора плотности обратного тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ (5.31), (5.37), (5.77), принимая во внимание $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = R$,

$$\mathbf{A} = -\frac{ev}{4\pi c} \int \frac{dV}{R^4}, \quad (5.78)$$

и учитывая, что токи смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ локализуются в пространстве вне сферы радиуса R_0 , для пределов интегрирования в (5.78) устанавливаем

$$\mathbf{A} = -\frac{ev}{4\pi c} \int_{V_0}^{\infty} \frac{dV}{R^4}, \quad (5.79)$$

где R_0 – расстояние от заряда e до точки наблюдения N , где определяется векторный потенциал \mathbf{A} .

Принимая во внимание, что для элементарного объема dV можно записать

$$dV = 4\pi R^2 dR,$$

выражение (5.79) принимает вид

$$\mathbf{A} = -\frac{ev}{c} \int_{R_0}^{\infty} \frac{dR}{R^2}. \quad (5.80)$$

Интегрирование (5.80) дает

$$\mathbf{A} = \frac{e\mathbf{v}}{cR_0}, \quad (5.81)$$

что соответствует (5.70).

Таким образом, и непосредственное решение (5.62) уравнения Пуассона (5.61) через токи смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ (5.31), (5.37), (5.77) оказывается вполне возможным, однако такое решение оказывается возможным только для случая одиночного движущегося заряда e . Связано это с тем, что для каждого заряда e_i системы значение векторного потенциала \mathbf{A}_i в точке наблюдения \mathbf{r} через вектор плотности обратного тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ определяется интегрированием по всему пространству вне сферы радиуса $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| = R_i$. А так как для каждого заряда e_i радиус этой сферы различен, то решение (5.62) уравнения Пуассона (5.61) через результирующий вектор $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ плотности обратного тока смещения системы зарядов, без учета специфических свойств токов смещения, оказывается вообще невозможным. Однако, если решение (5.62) расписать в виде

$$\mathbf{A}_0 = \frac{1}{c} \left[\int_{V_1}^{\infty} \frac{\mathbf{j}_{\text{см}_1}^n dV_1}{R_1} + \int_{V_2}^{\infty} \frac{\mathbf{j}_{\text{см}_2}^n dV_2}{R_2} + \dots + \int_{V_n}^{\infty} \frac{\mathbf{j}_{\text{см}_n}^n dV_n}{R_n} \right], \quad (5.82)$$

то мы легко приходим к тривиальному решению (5.69) и для системы зарядов

$$\mathbf{A}_0 = \frac{1}{c} \sum_i \left(\int_{V_i}^{\infty} \frac{\mathbf{j}_{\text{см}_i}^n dV_i}{R_i} \right) = \sum_i \mathbf{A}_i. \quad (5.83)$$

И вот только теперь представляется достаточно наглядным существование отличия записи уравнения Пуассона через вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ в виде (5.61) от формальной записи (5.66) через вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_n . Отличие это сводится к тому, что, во-первых, области интегрирования в (5.63), (5.67), (5.69) и (5.62), (5.82) оказываются существенно различными. Во-вторых, область интегрирования по току смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$ в (5.62), (5.82) не является единой для всех зарядов e_i системы. Ну и, наконец, в-третьих, если интегрирование в (5.69), (5.83) проводить по каждому заряду e_i в отдельности, то результаты оказываются тождественными. Для случая же одиночного заряда e результаты решения (5.63), (5.67) в виде

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int_0^{\delta V} \frac{\mathbf{j}_n dV}{R} = \frac{e\mathbf{v}}{cR_0}, \quad (5.84)$$

где

$$\mathbf{j}_n = \frac{e\mathbf{v}}{\delta V}, \quad (5.85)$$

и решения (5.62), (5.79) в виде

$$\mathbf{A}_0 = \frac{1}{c} \int_{V_0}^{\infty} \frac{\mathbf{j}_{cm}^n dV}{R} = \frac{e\mathbf{v}}{cR_0} \quad (5.86)$$

наглядно отражают собой отличие физической сущности одного и другого метода. В частности, из (5.84) и (5.86) видно, что область интегрирования в (5.84) ограничивается только объемом δV заряда e , между тем как в (5.86) область интегрирования распространяется на все внешнее пространство вне сферы радиуса R_0 .

После установления тождественных конечных выражений для векторного потенциала \mathbf{A}_0 для системы зарядов $\sum e_i$ в виде (5.69), (5.83) и для одиночного заряда e в виде (5.70), (5.84) и (5.81), (5.86) через токи переноса \mathbf{j}_n и токи смещения \mathbf{j}_{cm}^n , для значения магнитных полей \mathbf{H}_\perp и $H_{||}$ в точке наблюдения \mathbf{r} , используя условия (5.53), (5.54), непосредственно устанавливаем

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \text{rot } \mathbf{A}_0 = \sum_i \text{rot } \mathbf{A}_i, \quad (5.87)$$

$$\mathbf{H}_\perp = \text{rot } \mathbf{A} = -\frac{\partial A_x}{\partial z} \mathbf{y}_0 = \frac{e}{cR^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}], \quad (5.88)$$

и, соответственно,

$$H_{||0} = -\text{div } \mathbf{A}_0 = \sum_i \text{div } \mathbf{A}_i, \quad (5.89)$$

$$H_{||} = -\text{div } \mathbf{A} = -\frac{\partial A_x}{\partial x} = \frac{e}{cR^3} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}). \quad (5.90)$$

В скалярном выражении для (5.88) и (5.90) можно еще записать

$$H_\perp = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \sin \varphi, \quad (5.91)$$

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \cos \varphi. \quad (5.92)$$

Следовательно, решение системы уравнений (5.48)-(5.52) через векторный потенциал \mathbf{A} действительно дает полное решение с учетом существования двух типов магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} движущихся зарядов. Однако из формальной сущности примененных методов описания магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} через токи переноса \mathbf{j}_n и обратные токи смещения \mathbf{j}_{cm}^n остается неясной физическая сущность вектора плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} (5.31) основного тока смещения I_{cm} движущегося заряда. Более того, как следует из общефизического рассмотрения явления индукции магнитных полей токами смещения [6, 8–10] и как отмечалось выше, обратные токи смещения I''_{cm} вообще не могут индуцировать магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} , так как являются внешними токами по отношению к цилиндрически-симметричной системе основных токов смещения $I_{cm\parallel}$ и $I_{cm\perp}$, на поверхности которых по принципу близкодействия определяются значения магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} . Все это может свидетельствовать только о том, что зависимость векторного потенциала \mathbf{A} от плотности обратного тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n , определяемая уравнением Пуассона (5.61), по всей видимости, не отражает еще собой действительной физики явления индукции магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} токами смещения \mathbf{j}_{cm} , \mathbf{j}_{cm}^n . В этом и определяется, очевидно, определенный формализм решения уравнений (5.48)–(5.52) посредством дифференциального уравнения Пуассона через векторный потенциал \mathbf{A} , хотя этот метод и приводит нас к установлению существования у движущегося заряда двух видов магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} .

Как известно, решение уравнений Максвелла (5.1), (5.2) в заведомо некорректном виде

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_{\perp} = 0, \quad (5.93)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n, \quad (5.94)$$

отражающее существование в пространстве около движущегося заряда e только одного радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} , при наложении на векторный потенциал \mathbf{A} условий

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}_{\perp}, \quad (5.95)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = 0, \quad (5.96)$$

как было отмечено выше, также приводит нас к уравнению Пуассона (5.61), т.е.

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n, \quad (5.97)$$

и к аналогичному (5.62) решению его (5.63) непосредственно через вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_n . Однако для удовлетворения условию (5.96) на вектор \mathbf{A} или соответствующий ему элементарный ток ($\mathbf{j}_n dS$) движущегося заряда e искусственно накладываются такие отвлеченные условия, что векторный потенциал \mathbf{A} одиночного движущегося заряда e либо вообще не может быть определен [1,3,5], либо исключается сам факт движения заряда e [7]. В частности, таким искусственным ограничивающим условием является, например, условие реальности и определимости вектора плотности тока переноса \mathbf{j}_n только для системы движущихся в некоторой ограниченной области зарядов, из которой они не могут выйти [1, 3, 5]. При этом накладываются еще дополнительные условия, что в рассматриваемой ограниченной области либо нет изменения плотности заряда $\partial\rho/\partial t = 0$, либо отыскивается усредненная за некоторый промежуток времени Δt плотность тока переноса для точечных зарядов. И только лишь при этих, явно натянутых допущениях получают, что

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_n = 0, \quad (5.98)$$

и, соответственно,

$$\mathbf{A} = -\frac{1}{c} \int \frac{\operatorname{div} \mathbf{j}_n dV}{R} = 0. \quad (5.99)$$

В результате такого слишком формального подхода и в результате установленныхся консервативных представлений в физике о возможности существования у движущегося заряда только одного радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_\perp , даже функционально уже, казалось бы, полностью определенное аксиальное (скалярное) магнитное поле H_\parallel движущегося одиночного заряда e в виде записи (см. [7], с. 129)

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \frac{ev}{c} \operatorname{grad} \left(\frac{1}{R} \right), \quad (5.100)$$

что соответствует уже (5.90), (5.92), т.е.

$$H_\parallel = -\operatorname{div} \mathbf{A} = -\frac{ev}{c} \operatorname{grad} \left(\frac{1}{R} \right) = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \cos \varphi \quad (5.101)$$

просто искусственно приравнивается к нулю

Следовательно, можно сделать уже вывод, что общепринятая запись уравнений Максвелла в виде (5.93), (5.94) через одно векторное магнитное поле \mathbf{H}_{\perp} движущегося заряда и вводимые условия (5.95), (5.96) являются явно ограниченными. В то же время решение системы уравнений (5.48)–(5.52) для двух типов магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} движущегося заряда e через векторный потенциал A , в принципе, оказывается вполне возможным. Причем следует отметить, что полученные выражения (5.88), (5.91) и (5.90), (5.92) для магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} полностью эквивалентны аналогичным выражениям, найденным ранее [6, 8–10] исходя из естественного общефизического обоснования возможности существования двух типов магнитных полей у движущихся зарядов. Однако, с другой стороны, необходимость введения ряда явно формальных допущений на свойства вектора плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n может вызвать некоторые сомнения относительно достоверности полученных из решения системы уравнений (5.48)–(5.52) конечных результатов (5.87)–(5.92). Поэтому было бы желательно найти еще иное решение системы уравнений (5.48)–(5.52), формализм которого отражал бы в большей степени свойства токов смещения $\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel}$, $\mathbf{j}_{\text{cm}\perp}$, а не обратных токов смещения \mathbf{j}_{cm}^n и токов переноса $\mathbf{j}_{\text{п}}$.

Выпишем систему уравнений (5.48)–(5.52) в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_{\perp} = 0, \quad (5.103)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp} = \left(\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}\perp} \right) + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (5.104)$$

$$-\operatorname{grad} H_{\parallel} = \left(\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}\perp} \right), \quad (5.105)$$

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \mathbf{j}_{\text{cm}\perp}, \quad (5.106)$$

$$\mathbf{j}_{\text{cm}}^n = \frac{e\mathbf{v}}{4\pi R^3}. \quad (5.107)$$

Основываясь на общефизических представлениях о свойствах токов смещения [6, 8–10, 11], попытаемся решить систему уравнений (5.103)–(5.107) и определить поля \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} движущегося одиночного заряда e , не прибегая к формализму решения (5.62) уравнения Пуассона (5.61). От левой

и правой части уравнения (5.104), предварительно поделив их на 4π , определим интеграл по плоской и перпендикулярной к направлению движения заряда e поверхности S_0 круга радиуса r_0 , центр которого находится на траектории движения заряда

$$\frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \text{rot } \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \int_{S_0} \mathbf{j}_{cm\parallel} d\mathbf{S} + \frac{1}{c} \int_{S_0} \mathbf{j}_{cm\perp} d\mathbf{S} + \frac{1}{c} \int_{S_0} \mathbf{j}_{cm}^n d\mathbf{S}. \quad (5.108)$$

Исходя из определенных выше условий (5.79), (5.80) учета вектора плотности обратного тока смещения \mathbf{j}_{cm}^n только в пространстве вне сферы S радиуса R , обратный ток смещения I'_{cm} через плоскую поверхность S_0 , имеющую общую со сферой S окружность радиуса r_0 , необходимо положить, очевидно, равным нулю. При этом, принимая во внимание, что скалярное произведение векторов $\mathbf{j}_{cm\perp}$ и $d\mathbf{S}$ в подынтегральном выражении второго члена справа равно нулю, уравнение (5.108) преобразуется к виду

$$\frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \text{rot } \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \int_{S_0} \mathbf{j}_{cm\parallel} d\mathbf{S}. \quad (5.109)$$

Используя теорему Стокса, перепишем левую часть (5.109) в виде

$$\frac{1}{4\pi} \oint_L \mathbf{H}_\perp d\mathbf{l} = \frac{1}{c} \int_{S_0} \mathbf{j}_{cm\parallel} d\mathbf{S}. \quad (5.110)$$

Согласно (5.22), для аксиальной составляющей $\mathbf{j}_{cm\parallel}$ плотности тока смещения в произвольной точке N можно записать

$$\mathbf{j}_{cm\parallel} = \frac{ev}{4\pi R^3} (3 \cos^2 \varphi - 1). \quad (5.111)$$

Соответственно, для тока смещения I'_{cm} через поверхность S_0 устанавливаем

$$I'_{cm\parallel} = \int_{S_0} \mathbf{j}_{cm\parallel} d\mathbf{S} = \frac{ev}{2r_0} \sin^3 \varphi. \quad (5.112)$$

Учитывая, что контур L представляет собой круг радиуса r_0 , левую и правую части уравнения (5.110) можно представить в виде

$$\frac{1}{4\pi} (2\pi r_0 \mathbf{H}_\perp) = \frac{1}{c} I'_{cm\parallel} \quad (5.113)$$

$$\mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2I'_{cm||}}{r_0}, \quad (5.114)$$

т.е. получили известную формулу для радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} от линейного тока переноса $I_{\text{п}}$, которая записывается в аналогичном виде

$$\mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2I_{\text{п}}}{r_0}. \quad (5.115)$$

Следовательно, ток смещения I'_{cm} через сечение S_0 от одиночного движущегося заряда e в действительности эквивалентен воображаемому бесконечному прямолинейному току переноса $I_{\text{п}}$, и магнитное поле \mathbf{H}_{\perp} , определяемое по принципу близкодействия непосредственно на поверхности трубы тока смещения $I'_{cm||}$ в сечении S_0 , не зависит от величины токов смещения $I'_{cm||}$ в ближайших $S_0^{(1)}$ и во всех других сечениях $S_0^{(i)}$ рассматриваемой трубы тока смещения [6]. Другими словами, закон Био–Савара–Лапласа

$$\mathbf{H}_{\perp} = \int d\mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{c} \int \frac{[\mathbf{j}_{\text{п}} \times \mathbf{R}]}{R^3} dV = \frac{1}{c} \int \frac{[d\mathbf{j}_{\text{п}} \times \mathbf{R}]}{R^3}, \quad (5.116)$$

применяемый для элементарных токов $di_{\text{п}}$ переноса, оказывается уже принципиально неприменимым для «элементарных» токов смещения dI_{cm} . Если же принять во внимание, что (5.116) является следствием решения (5.63) уравнения Пуассона, то, в какой-то степени, становятся понятными те принципиальные трудности, которые возникают при попытке решения уравнения Пуассона непосредственно через токи смещения \mathbf{j}_{cm} либо \mathbf{j}_{cm}^n , как это и отмечалось выше. В свою очередь, находят себе объяснение и оправдание предпринятые выше вынужденные произвольные допущения для удовлетворения формализму уравнения Пуассона и его решению.

Подставляя в (5.114) выражение для тока смещения $I'_{cm||}$ (5.112), для радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} на поверхности трубы тока смещения в сечении S_0 устанавливаем

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r_0^2} \sin^3 \varphi. \quad (5.117)$$

Производя замену $r_0 = R \sin \varphi$, окончательно находим

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \sin \varphi , \quad (5.118)$$

или в векторном выражении

$$\mathbf{H}_{\perp} = \frac{e}{cR^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}] . \quad (5.119)$$

Рассуждая аналогичным образом, для дифференциального уравнения (5.105) также можно записать [9]

$$-\frac{1}{4\pi} \int_{S_{\delta}} \text{grad } \mathbf{H}_{\parallel} d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \int_{S_{\delta}} \mathbf{j}_{cm\parallel} d\mathbf{S} + \frac{1}{c} \int_{S_{\delta}} \mathbf{j}_{cm\perp} d\mathbf{S} , \quad (5.120)$$

где интегрирование проводится уже по боковой поверхности S_{δ} цилиндра радиуса r_0 и высоты d_0 ($r_0^2 + d_0^2 = R^2$). Так как радиальная составляющая $\mathbf{j}_{cm\perp}$ плотности тока смещения в произвольной точке N имеет значение (5.22)

$$\mathbf{j}_{cm\perp} = \left(\frac{3ev \sin \varphi \cos \varphi}{4\pi R^3} \right) \mathbf{z}_0 , \quad (5.121)$$

то для соответствующего тока смещения $I_{cm\perp}$ через боковую поверхность S_{δ} будем иметь

$$I_{cm\perp} = \int_{S_{\delta}} \mathbf{j}_{cm\perp} d\mathbf{S} = \frac{ev}{2d_0} \cos^3 \varphi . \quad (5.122)$$

В свою очередь, принимая во внимание, что скалярное произведение $(\mathbf{j}_{cm\parallel} d\mathbf{S})$ векторов $\mathbf{j}_{cm\parallel}$ и $d\mathbf{S}$ равно нулю, первый член справа в (5.120) также можно положить равным нулю. Для преобразования же левой части уравнения (5.120) выпишем компоненты вектора $\text{grad } H_{\parallel}$ в декартовых координатах $(x, y = 0, z)$, предполагая, что ось x направлена по направлению движения заряда e , а точка наблюдения N находится в плоскости $y = 0$

$$\text{grad } H_{\parallel} = \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial x} \mathbf{x}_0 + \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial z} \mathbf{z}_0 . \quad (5.123)$$

Соответственно, для скалярного произведения подынтегрального выражения левой части уравнения (5.120) можно будет записать

$$\int_{S_{\delta}} \left(\frac{\partial H_{\parallel}}{\partial x} \mathbf{x}_0 + \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial z} \mathbf{z}_0 \right) d\mathbf{S} = \int_{S_{\delta}} \left(\frac{\partial H_{\parallel}}{\partial x} \right) d\mathbf{S} . \quad (5.124)$$

Для определения интеграла (5.124) составим вспомогательное дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial H_{\parallel}}{\partial x} = \beta \quad (5.125)$$

или

$$dH_{\parallel} = \beta dx. \quad (5.126)$$

Интегрируя левую и правую части уравнения (5.126) в пределах от $x = 0$ до $x = r_0$, запишем

$$\int_0^{r_0} dH_{\parallel} = \beta \int_0^{r_0} dx. \quad (5.127)$$

Так как закон суммирования к магнитным полям H_{\perp} , H_{\parallel} от токов смещения в разных сечениях уже не применим, то левая часть (5.127) представляет собой значение напряженности магнитного поля H_{\parallel} при верхнем пределе $x = r_0$, откуда для (5.127) непосредственно устанавливаем

$$H_{\parallel}(r_0) = \beta r_0. \quad (5.128)$$

При этом для выражения β (5.125) получим

$$\beta = H_{\parallel}(r_0)/r_0. \quad (5.129)$$

Принимая во внимание (5.125), (5.129), для (5.124) будем иметь

$$\int_{S_{\delta}} \left(\frac{\partial H_{\parallel}}{\partial x} \right) dS = \beta \int_{S_{\delta}} dS = \frac{H_{\parallel}}{r_0} (2\pi r_0 d_0). \quad (5.130)$$

Возвращаясь к уравнению (5.120), с учетом (5.130) можно уже записать

$$\frac{(2\pi d_0)H_{\parallel}}{4\pi} = \frac{1}{c} I_{cm\perp} \quad (5.131)$$

или

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{2I_{cm\perp}}{d_0}, \quad (5.132)$$

что по виду эквивалентно записи (5.114) для радиального магнитного поля H_{\perp} движущегося заряда e . Принимая во внимание (5.122), записи (5.132) можно придать окончательный вид

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \cos \varphi, \quad (5.133)$$

или в векторном выражении

$$H_{\parallel} = \frac{e}{cR^3} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}). \quad (5.134)$$

Таким образом, как радиальное H_{\perp} (5.114), (5.118), так и аксиальное H_{\parallel} (5.132), (5.133) магнитные поля движущегося заряда e могут быть определены и при непосредственном решении системы уравнений (103)–(5.107) без необходимости предварительного приведения их к формальному по своему существу дифференциальному уравнению Пуассона. При этом следует отметить, что решение системы уравнений (5.103)–(5.107) в виде (5.108) и (5.120), как это следует из общефизических исследований свойств токов смещения [6, 8–10], действительно отражает собой специфические свойства токов смещения. Полученное же хорошее совпадение результатов решения (5.88), (5.90), (5.91), (5.92) и (5.118), (5.119), (5.133), (5.134) одной и той же системы уравнений (5.48)–(5.52) двумя различными методами свидетельствует собой о том, что и формальный метод решения системы уравнений (5.48)–(5.52) через векторный потенциал \mathbf{A} (5.62), (5.63) также оказывается приемлемым. Теперь можно уже с достоверностью утверждать, что найденная первоначально и кажущаяся парадоксальной запись решения системы уравнений Максвелла (5.3), (5.4) в виде (5.14), (5.16) действительно отражает собой реальность существования у движущихся зарядов двух отличающихся друг от друга магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} , однако без учета специфических свойств токов смещения решение (5.14), (5.16) действительно оказывается невозможным.

4. Векторные и скалярные магнитные поля для линейных токов

Если обратиться к результатам (5.118), (5.119), (5.133), (5.134) решений систем уравнений (5.103)–(5.107) непосредственно через токи смещения $\mathbf{j}_{cm\parallel}$, $\mathbf{j}_{cm\perp}$, то можно обнаружить, что принцип суперпозиции к токам смещения $I'_{cm\parallel}$ (5.112) и $I_{cm\perp}$ (5.122) также оказывается неприемлемым, аналогично как и для случая обратных токов смещения \mathbf{j}''_{cm} (5.82), (5.83). Суммарный ток смещения I_{cm0} через рассматриваемую плоскую поверхность S не определяется суммой токов смещения I_{cm1} и I_{cm2} от одного и другого движущегося

заряда, так как величина этих токов $I_{\text{cm}1}$, $I_{\text{cm}2}$ может быть найдена только при учете цилиндрически симметричных свойств токов смещения от каждого заряда в отдельности. В результате указанных обстоятельств результирующее магнитное поле $\mathbf{H}_{\perp 0}$ или $H_{\parallel 0}$ от системы, например, двух зарядов e_1 и e_2 может быть найдено только суммированием вида

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \mathbf{H}_{\perp 1} + \mathbf{H}_{\perp 2} = \frac{1}{c} \frac{2I_{\parallel 1}}{r_1} \mathbf{y}_{0_1} + \frac{1}{c} \frac{2I_{\parallel 2}}{r_2} \mathbf{y}_{0_2}. \quad (5.135)$$

Аналогично и для аксиального магнитного поля

$$H_{\parallel 0} = H_{\parallel 1} + H_{\parallel 2} = \frac{1}{c} \frac{2I_{\perp 1}}{d_1} + \frac{1}{c} \frac{2I_{\perp 2}}{d_2}. \quad (5.136)$$

Из (5.135), в частности, видно, что только для зарядов e_1 и e_2 , движущихся по одной прямой, когда радиус $r_1 = r_2 = r$ и поверхность интегрирования $S_1 = S_2 = S$, для результирующего радиального магнитного поля H_{\perp} будем иметь

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \mathbf{H}_{\perp 1} + \mathbf{H}_{\perp 2} = \frac{1}{c} \frac{2(I_{\parallel 1} + I_{\parallel 2})}{d} = \frac{2}{cr} \int (\mathbf{j}_{\parallel 1} + \mathbf{j}_{\parallel 2}) dS. \quad (5.137)$$

Что же касается магнитного поля H_{\parallel} (5.136), то равенство $d_1 = d_2 = d$ и $S_{\delta 1} = S_{\delta 2} = S_{\delta}$ оказывается возможным только для зарядов e_1 и e_2 , находящихся в данный момент в одной точке, что соответствует записи

$$H_{\parallel 0} = H_{\parallel 1} + H_{\parallel 2} = \frac{1}{c} \frac{2(I_{\perp 1} + I_{\perp 2})}{d} = \frac{2}{cr} \int (\mathbf{j}_{\perp 1} + \mathbf{j}_{\perp 2}) dS. \quad (5.138)$$

Существенное отличие установленных выше зависимостей (5.87), (5.89) и (5.135), (5.136) для результирующего магнитного поля $\mathbf{H}_{\perp 0}$ или $H_{\parallel 0}$ при рассмотрении системы зарядов обусловлено тем, что определение магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} (5.87) и H_{\parallel} (5.89) через векторный потенциал \mathbf{A} оказывается возможным посредством операции дифференцирования, примененной к вектору-потенциалу \mathbf{A}

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \sum_i \text{rot } \mathbf{A}_i, \quad (5.139)$$

$$\mathbf{H}_{\parallel 0} = \sum_i \text{div } \mathbf{A}_i, \quad (5.140)$$

между тем как определение магнитных полей $\mathbf{H}_{\perp 0}$ (5.135) и $H_{\parallel 0}$ (5.136) через вектор плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ оказывается возможным только посредством операции интегрирования

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \frac{2}{c} \sum_i \frac{1}{r_i} \int_{S_i} \mathbf{j}_{\parallel i} dS_i , \quad (5.141)$$

$$\mathbf{H}_{\parallel 0} = \frac{2}{c} \sum_i \frac{1}{d_i} \int_{S_{\delta i}} \mathbf{j}_{\perp i} dS_i , \quad (5.142)$$

при которой на пределы интегрирования накладываются ограничивающие условия. Однако, в связи с тем, что процесс определения результирующих магнитных полей $\mathbf{H}_{\perp 0}$ (5.87) и $H_{\parallel 0}$ (5.89) от системы движущихся зарядов через векторный потенциал \mathbf{A}_0 представляет определенное удобство, то при проверке применимости полученных зависимостей (5.87)–(5.90) и (5.114), (5.132), (5.135), (5.136) для магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} к некоторым конкретным задачам электродинамики можно ограничиться решениями только через векторный потенциал \mathbf{A} в виде (5.87)–(5.90).

6. Векторные и скалярные магнитные поля от отрезков линейного тока

Определим результирующее значение векторного потенциала \mathbf{A}_0 и магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} в точке N , находящейся на расстоянии r_0 от участка линейного тока i длиной l (рис. 40). В согласии с (5.83), принимая во внимание, что все заряды тока движутся по одной прямой, для результирующего значения векторного потенциала \mathbf{A}_0 в точке N можно записать

$$\mathbf{A}_0 = \frac{1}{c} \int_{S_i} \frac{\mathbf{j} dv'}{R} , \quad (5.143)$$

где R – расстояние от элемента dx тока i до точки наблюдения N .

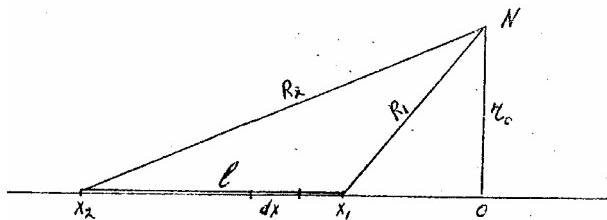


Рис. 40

Перепишем выражение (5.143) в виде

$$\mathbf{A}_0 = \frac{1}{c} \int \frac{(\mathbf{j}\delta S)dx}{\sqrt{x^2 + r_0^2}} = \frac{\mathbf{i}}{c} \int \frac{dx}{\sqrt{x^2 + r_0^2}}, \quad (5.144)$$

где δS – сечение тока i ; x – расстояние до элемента dx от начала координат. Интегрируя в пределах от x_1 до x_2 , для (5.144) устанавливаем

$$\mathbf{A}_0 = \frac{\mathbf{i}}{c} \ln(x + \sqrt{x^2 + r_0^2}) \Big|_{x_1}^{x_2}, \quad (5.145)$$

что соответствует

$$\mathbf{A}_0 = \frac{\mathbf{i}}{c} \left[\ln\left(x_2 + \sqrt{x_2^2 + r_0^2}\right) - \ln\left(x_1 + \sqrt{x_1^2 + r_0^2}\right) \right]. \quad (5.146)$$

Принимая во внимание не равное нулю значение векторного потенциала \mathbf{A}_0 (5.146) в точке N , определим значения магнитных полей $\mathbf{H}_{\perp 0}$ и $H_{\parallel 0}$ в этой же точке, учитывая (5.87), (5.89), т.е.

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \text{rot } \mathbf{A}_0, \quad (5.147)$$

$$\mathbf{H}_{\parallel 0} = -\text{div } \mathbf{A}_0. \quad (5.148)$$

Для определения $\mathbf{H}_{\perp 0}$ распишем $\text{rot } \mathbf{A}_0$ по компонентам вектора \mathbf{A}_0 в цилиндрических координатах, принимая во внимание, что направление вектора \mathbf{A}_0 совпадает с направлением тока \mathbf{i} и оси координат x :

$$\text{rot } \mathbf{A}_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial A_x}{\partial \varphi} \mathbf{r}_0 - \frac{\partial A_x}{\partial r} \Phi_0. \quad (5.149)$$

Так как величина компоненты A_x не зависит от угла φ , то для (5.149) имеем

$$\operatorname{rot} \mathbf{A}_0 = -\frac{\partial A_x}{\partial r} \Phi_0. \quad (5.150)$$

С учетом (5.146), что

$$A_x = \frac{i}{c} \left[\ln \left(x_2 + \sqrt{x_2^2 + r_0^2} \right) - \ln \left(x_1 + \sqrt{x_1^2 + r_0^2} \right) \right], \quad (5.151)$$

для магнитного поля $\mathbf{H}_{\perp 0}$ будем иметь

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{\perp 0} = -\frac{\partial A_x}{\partial x} \Phi_0 = & -\frac{i}{c} \left[\frac{r_0}{(x_2 + \sqrt{x_2^2 + r_0^2}) \sqrt{x_2^2 + r_0^2}} - \right. \\ & \left. - \frac{r_0}{(x_1 + \sqrt{x_1^2 + r_0^2}) \sqrt{x_1^2 + r_0^2}} \right] \Phi_0. \end{aligned} \quad (5.152)$$

В частном случае, при $x_1 = 0$, получим

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = -\frac{i}{c} \left[\frac{r_0}{(x_2 + \sqrt{x_2^2 + r_0^2}) \sqrt{x_2^2 + r_0^2}} - \frac{1}{r_0} \right] \Phi_0. \quad (5.153)$$

Если устремить $x_2 \rightarrow \infty$, то выражение (5.153) приобретает вид

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \frac{1}{c} \frac{i}{r_0} \Phi_0. \quad (5.154)$$

Так как подынтегральное выражение (5.144) не зависит от знака координаты x , то, продолжая ток i и в другую сторону до бесконечности, окончательно устанавливаем

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \frac{1}{c} \frac{2i}{r_0} \Phi_0, \quad (5.155)$$

что соответствует известному выражению для радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} от линейного бесконечного тока [3, 5].

Принимая во внимание найденное значение для векторного потенциала \mathbf{A}_0 (5.146) в точке N , определим значение результирующего аксиального (скалярного) магнитного поля $H_{\parallel 0}$ от участка l линейного тока i . Выпишем

компоненты выражения $\operatorname{div} \mathbf{A}_0$ в цилиндрических координатах, учитывая (5.151),

$$\operatorname{div} \mathbf{A}_0 = \frac{\partial A_x}{\partial x}. \quad (5.156)$$

Производя дифференцирование в (5.156), для результирующего аксиального (скалярного) магнитного поля $H_{\parallel 0}$ (5.148) находим

$$H_{\parallel 0} = \frac{i}{c} \left[\frac{1}{\sqrt{x_2^2 + r_0^2}} - \frac{1}{\sqrt{x_1^2 + r_0^2}} \right]. \quad (5.157)$$

Так как $\sqrt{x_2^2 + r_0^2} = R_2$ и $\sqrt{x_1^2 + r_0^2} = R_1$, преобразуем выражение (5.157) к виду

$$H_{\parallel 0} = \frac{i}{c} \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right). \quad (5.158)$$

Из (5.158) видно, что результирующее аксиальное магнитное поле $H_{\parallel 0}$ от участка тока i длиной l не равно нулю ($H_{\parallel 0} \neq 0$), и в частном случае, при $x_1 = 0$, из (157) находим

$$H_{\parallel 0} = \frac{i}{c} \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{r_0} \right). \quad (5.159)$$

Если же положить и $x_1 = 0$, и $x_2 \rightarrow \infty$, то из (5.159) для результирующего аксиального (скалярного) магнитного поля устанавливаем

$$H_{\parallel 0} = -\frac{1}{c} \frac{i}{r_0}. \quad (5.160)$$

Однако, если в (5.157) положить $x_2 = 0$, а в бесконечность устремить переменную x_1 , т.е. $x_1 \rightarrow \infty$, то вместо (5.160) будем иметь

$$H_{\parallel 0} = +\frac{1}{c} \frac{i}{r_0}. \quad (5.161)$$

Из сравнения (5.160) и (5.161) видно, что знак у аксиального магнитного поля $H_{\parallel 0}$ изменился на обратный. Вполне понятно, что если в (5.157) устремить в бесконечность x_1 и x_2 , то непосредственно устанавливаем

$$H_{\parallel 0} \equiv 0. \quad (5.162)$$

Таким образом, если радиальное (векторное) магнитное поле \mathbf{H}_{\perp} (5.155) в точке N , находящейся на расстоянии r_0 от тока i , имеет максимальное значение для бесконечного в обе стороны линейного тока i , то аксиальное (скалярное) магнитное поле $H_{\parallel 0}$ (5.160), (5.161) в этой же точке N имеет максимальное значение от тока i , бесконечно протяженного только в одну отрицательную или положительную сторону. При этом знак напряженности магнитного поля $H_{\parallel 0}$ (5.160), (5.161) в начале отрезка тока и в конце имеет противоположное значение. Для случая же бесконечно протяженного в обе стороны тока i результирующая напряженность аксиального (скалярного) магнитного поля $H_{\parallel 0}$ оказывается уже тождественно равной нулю. Следовательно, пространственная производная $\operatorname{div} \mathbf{A}_0 \equiv 0$ суммарного векторного потенциала \mathbf{A}_0 в средней точке наблюдения N_0 бесконечного в обе стороны прямолинейного проводника с током i оказывается тождественно равной нулю, однако, вполне очевидно, что малейшее смещение точки наблюдения в одну или другую сторону к концам проводника сразу же приводит к результату $\operatorname{div} \mathbf{A}_0 \neq 0$ или $H_{\parallel 0} \neq 0$. Следует также отметить, что $\operatorname{div} \mathbf{A}_3$ результирующего векторного потенциала \mathbf{A}_3 от любого замкнутого тока i , в рамках ошибочных общепринятых представлений, также полагается равной нулю

$$\operatorname{div} \mathbf{A}_3 \equiv 0, \quad (5.163)$$

что соответствует, казалось бы, отсутствию аксиального магнитного поля $H_{\parallel 0}$ у замкнутых токов переноса:

$$H_{\parallel 0} \equiv 0. \quad (5.164)$$

Однако, если вернуться к выражению (5.144) и положить, что длина отрезка тока i равна dx , т.е. представляет собой элементарный ток заряда e , то для значения векторного потенциала $d\mathbf{A}$ получим

$$d\mathbf{A} = \frac{\mathbf{i}}{c} \frac{dx}{\sqrt{x^2 + r^2}} \quad (5.165)$$

или, с учетом $i = \sigma v$, $\sigma dx = e$,

$$d\mathbf{A} = \frac{e\mathbf{v}}{c\sqrt{x^2 + r^2}}. \quad (5.166)$$

В последнем случае, в соответствии с (5.147), (5.148), для магнитных полей элементарного тока $i dx$ будем иметь

$$\mathbf{H}_{\perp} = \text{rot}(d\mathbf{A}) = \frac{e}{cR^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}], \quad (5.167)$$

$$\mathbf{H}_{\parallel} = -\text{div}(d\mathbf{A}) = \frac{e}{cR^3} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}), \quad (5.168)$$

что соответствует (5.88), (5.90).

Суммарное магнитное поле замкнутого тока в выбранной точке наблюдения N (как известного векторного магнитного поля, так и скалярного), определяется суммой магнитных полей от каждой стороны контура, причем знак магнитного поля от каждой из сторон контура оказывается определенным только тогда, когда в точке наблюдения определен пробный заряд и направление его движения. Для случая замкнутого тока, при определении результирующего значения скалярного поля H_{\parallel} , например, у конца отрезка тока в какой-либо точке N_1 у угла первой стороны контура, необходимо учитывать знак поля $+H_{\parallel}$ или $-H_{\parallel}$ (на конце отрезка куда направлен ток - плюс, на обратном - минус) и правило сложения скалярных магнитных полей от следующих сторон контура. Если следующая сторона контура меняет направление на 90° , то по отношению первоначально выбранной точки у угла первой стороны контура, знак у скалярного магнитного поля меняется на обратный. Связано это с тем, что знак поля определяется исходя из заданного направления движения пробного заряда в первоначально выбранной точке наблюдения, так как в конечном виде физика скалярного магнитного поля (аналогично как и известного векторного!) определяется силой и направлением действия поля на пробный заряд. И если у выбранного конца первого отрезка тока в точке N_1 направление движения пробного заряда, например, совпадало с направлением тока в первой стороне контура (случай потенциального взаимодействия параллельных токов!), то у начала следующей стороны замкнутого контура знак скалярного магнитного поля должен быть быть изменен на обратный. Связано это с тем, что со скалярным магнитным полем следующей второй стороны замкнутого контура одновременно меняется и вид магнитного взаимодействия в первоначально выбранной точке N_1 пробного заряда (случай непотенциального взаимодействия перпендикулярных токов!), что приводит к дополнительному изменению знака производной. В результате, общее скалярное магнитное поле на углу двух сторон контура просто суммируется. Изходя из сложения всех скалярных магнитных полей от всех сторон замкнутого прямоугольного контура с током, будет обнаружено, что максимумы скалярных магнитных полей локализованы по углам прямоугольного контура, между тем как на середине каждой стороны контура скалярные магнитные поля оказываются равными нулю. Исследования показывают [15-17], что именно на углах

прямоугольного контура наблюдаются максимальные силовые эффекты продольного магнитного взаимодействия.

Выводы

В заключение можно отметить, что найденная форма записи дифференциальных уравнений (5.48)–(5.52) для описания магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_{\parallel} через токи смещения $\mathbf{j}'_{\text{см}}$, $\mathbf{j}_{\text{см}}$ движущихся зарядов действительно представляет собой уже полную систему уравнений. Однако в своей дифференциальной форме данная система уравнений оказалась применимой только для описания магнитных полей $\mathbf{H}_{\perp i}$ и $H_{\parallel i}$ каждого движущегося заряда e в отдельности. Для получения же общего решения от системы зарядов $\sum e_i$ как для векторного потенциала \mathbf{A}_0 , так и для магнитных полей $\mathbf{H}_{\perp 0}$ и $H_{\parallel 0}$ оказывается необходимым просуммировать результаты решений для каждого движущегося заряда в отдельности

$$\mathbf{A}_0 = \sum_i \mathbf{A}_i, \quad (5.169)$$

$$\mathbf{H}_{\perp 0} = \sum_i \mathbf{H}_{\perp i}, \quad (5.170)$$

$$H_{\parallel 0} = \sum_i H_{\parallel i}. \quad (171)$$

Что же касается формальных методов описания магнитных полей движущихся зарядов через вектор плотности тока переноса \mathbf{j}_n , то можно теперь отметить, что для полного описания магнитных полей $\mathbf{H}_{\perp 0}$ и $H_{\parallel 0}$ системы зарядов $\sum e_i$ этими методами корректная форма записи системы уравнений Максвелла (5.1), (5.2) должна иметь следующий вид:

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_{\perp 0} = 0, \quad (5.172)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp 0} - \operatorname{grad} H_{\parallel 0} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n. \quad (5.173)$$

Вводя векторный потенциал \mathbf{A}_0 и налагая на него условия

$$\operatorname{rot} \mathbf{A}_0 = \mathbf{H}_{\perp 0}, \quad (5.174)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A}_0 = H_{\parallel 0}, \quad (5.175)$$

уравнение (5.173) преобразуется к виду

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_0 - \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A}_0 = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{п}} . \quad (5.176)$$

Принимая во внимание, что

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A}_0 = -\Delta \mathbf{A}_0 + \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A}_0 , \quad (5.177)$$

уравнение (5.176) легко сводится теперь к уравнению Пуассона

$$\Delta \mathbf{A}_0 = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{п}} . \quad (5.178)$$

Последовательно производя обратные преобразования, мы можем вновь получить исходное дифференциальное уравнение (5.173). Однако, подстановка полей $\mathbf{H}_{\perp 0}$ и $H_{||0}$ (5.174), (5.175) в (5.173) вновь приводит к установлению того факта, что вектор плотности тока $\mathbf{j}_{\text{п}}$ оказывается уже вектором плотности обратного тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}^n$, т.е.

$$\mathbf{j}_{\text{п}} = f\left(\frac{1}{R^3}\right) \equiv \mathbf{j}_{\text{см}}^n , \quad (5.179)$$

а не плотностью тока переноса $\mathbf{j}_{\text{п}}$. Подобное проявление векторной функции $\mathbf{j}_{\text{п}}$ соответствует тому, что формализм решения системы уравнений (5.172), (5.173) не является обратимым.

Следует также отметить, что уравнение (5.173), в частном случае бесконечного линейного тока или замкнутого тока, когда можно положить $\operatorname{div} \mathbf{A}_0 = 0$ и $H_{||0} = 0$, вырождается в известное уравнение Максвелла (5.2), т.е.

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp 0} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{п}} . \quad (5.180)$$

Однако, если из общей формы записи уравнения (5.173) и представляется возможным установить запись (5.180) для частного случая, то из частной формы записи (5.180) уравнения Максвелла получить общую форму (5.173) уже не представляется возможным. В результате чего, если основываться на решениях системы уравнений Максвелла (5.1), (5.2) применительно к случаю одиночных движущихся зарядов, сгустков зарядов или незамкнутых токов, то, получая правильное решение для одного радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} и подставляя найденное решение \mathbf{H}_{\perp} в исходное уравнение Максвелла (5.180), легко обнаруживаем его некорректность. Все это может свидетельствовать только лишь о том, что система уравнений Максвелла в виде (5.1), (5.2) или (5.3), (5.4) не является полной системой.

Литература

1. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1969.
2. Беккер Р. Теория электричества. Т. 2. – Л.-М.: Изд-во ТТЛ, 1941.
3. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976.
4. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. Т. 2. – М.: Наука, 1973.
5. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Кн. 5, 6. – М.: Мир, 1977.
6. Николаев Г.В. Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда. I. Деп. в ВИНИТИ, рег. № 3487-78, (РЖФиз. 1979, ЗБ79).
7. Компанеец А.С. Теоретическая физика. – М.: Изд-во ТТЛ, 1957.
8. Николаев Г.В. Токи смещения и радиальное магнитное поле линейного тока. II. Деп. в ВИНИТИ, рег. № 3488-78, (РЖФиз. 1979, ЗБ80).
9. Николаев Г.В. Токи смещения и аксиальное магнитное поле движущегося заряда. III. Деп. в ВИНИТИ, рег. № 591-79. (Библ. указ. «Деп. рукописи», № 5 (91), 1979, N 310).
10. Николаев Г.В. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда. IV. Деп. в ВИНИТИ, рег. № 528-79, (Библ. указ. «Деп. рукописи», N 5 (91), 1979, N 442).
11. Заев Н.Е. Свойства токов смещения, Монография. (машинопись, 307 стр.), Москва, 1977.
12. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1975.
13. Новожилов Ю.В., Яппа Ю.А. Электродинамика. – М.: Наука, 1978.
14. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1965.
15. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. – Томск: Изд-во научно-технической литературы, 1997
16. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности. Перспективы построения непротиворечивой электродинамики. – Томск, 1986. – Деп. ВИНИТИ, № 8610-В86. | Библ. указ. деп. рукопис. N4 (186), 1987, инд. 1159.
17. Николаев Г.В. Научный вакуум. Кризис в фундаментальной физике. Есть ли выход?! (Новые концепции физического мира). – Томск: Курсив, 1999.

Глава 6. Электромагнитная масса движущегося заряда и инерционные свойства электронов

(Совместно с Б.В.Окуловым, 1977 г.)

1. Механическая и магнитная энергия движущегося заряда

Энергия покоя электрона равна

$$W_0 = m_0 c^2, \quad (6.1)$$

где m_0 – масса покоя электрона, c – скорость света. При ускорении электрона от состояния покоя до скорости v ($v \ll c$) за промежуток времени Δt электрон приобретает кинетическую энергию

$$W_k = m_0 v^2 / 2. \quad (6.2)$$

Тогда полная энергия электрона будет

$$W'_0 = W_0 + \frac{m_0 v^2}{2}. \quad (6.3)$$

Кинетическая энергия электрона может быть выражена также через работу A , которую совершают ускоряющая сила F на пути S

$$A = FS, \quad (6.4)$$

где

$$F = m_0 a. \quad (6.5)$$

Из (6.4) и (6.5) получим

$$A = m_0 a S. \quad (6.6)$$

В случае равноускоренного движения $S = v \Delta t / 2$ и $a = v / \Delta t$, поэтому

$$A = m_0 \left(\frac{v}{\Delta t} \right) \frac{1}{2} v \Delta t = \frac{m_0 v^2}{2}, \quad (6.7)$$

то есть сила F , ускоряющая электрон e с массой m_0 до скорости v , совершают работу A , которая полностью идет на приздание массе электрона m_0 кинетической энергии W_k (6.2).

Но электрон кроме массы m_0 имеет электрический заряд e^- . Причем энергия электрического поля электрона в состоянии его покоя равна

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_V E^2 dV = \frac{1}{8\pi} \int_{r_0}^{\infty} \frac{e^2}{r^2} 4\pi r^2 dV = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0^2}, \quad (6.8)$$

где r_0 – классический радиус электрона. Это соответствует наличию у электрона дополнительной массы Δm_E , определяемой отношением

$$W_E = \Delta m_E c^2, \quad (6.9)$$

то есть

$$\Delta m_E = \frac{W_E}{c^2}. \quad (6.10)$$

Таким образом, энергии покоя электрона W_0 соответствует масса

$$m_0 = W_0/c^2, \quad (6.11)$$

а энергии электрического поля его, распределенной в окружающем пространстве, соответствует масса

$$\Delta m_E = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0^2 c^2} \quad (6.12)$$

или, с учетом равенства

$$m_0 c^2 = e^2/r_0 \quad (6.13)$$

получим

$$\Delta m_E = m_0/2. \quad (6.14)$$

Так что полная масса покоя электрона, казалось бы, должна определяться суммой масс (6.11) и (6.12)

$$m' = m_0 + \Delta m_E, \quad (6.15)$$

и при скорости v электрон должен иметь полную кинетическую энергию

$$W'_k = \frac{m' v^2}{2} = \frac{(m_0 + \Delta m_E) v^2}{2} = \frac{3}{2} W_k. \quad (6.16)$$

Ввиду того, что при ускорении электрона до скорости v сила F совершает работу A (6.7), соответствующую только приобретаемой массой электрона m_0 кинетической энергии $W_k = m_0v^2/2$, то из (6.16) можно сделать вывод: а) либо масса Δm_E электрического поля электрона не проявляет инерционных свойств; б) либо масса покоя электрона m_0 из (6.11) содержит в себе и массу Δm_E электрического поля. Более приемлемым оказывается второе предположение, что масса покоя электрона на $m_0/2$ электрического происхождения. Остановимся пока на этом предположении.

При ускорении электрона до скорости v в окружающем его пространстве образуется еще магнитное поле

$$H = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \alpha \quad (6.17)$$

с энергией

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_V H^2 dV = \frac{1}{8\pi} \int_{r_0}^{\infty} \int_0^{\pi} \left(\frac{ev}{r^2 c} \right)^2 2\pi r^2 \sin \alpha dr d\alpha = \frac{2}{6} \frac{e^2 v^2}{r_0 c^2}. \quad (6.18)$$

С учетом (6.13) можно записать

$$W_H = \frac{(2m_0/3)v^2}{2} = \frac{3}{2} W_k, \quad (6.19)$$

что соответствует инертной «массе» магнитного поля [1–3]

$$\Delta m_H = 2m_0/3. \quad (6.20)$$

Известно, что на образование магнитного поля при ускорении заряда затрачивается работа, производимая внешней ускоряющей силой. Учитывая еще собственную кинетическую энергию массы m_0 (6.2) электрона, для полной работы, затрачиваемой на ускорение электрона до скорости v , казалось бы, можно записать [3, 4]

$$W''_k = W_k + \frac{\Delta m_H v^2}{2} = \frac{5}{3} W_k, \quad (6.21)$$

что не соответствует действительно затрачиваемой на ускорение электрона энергии (6.7). В таком случае, мы должны либо поставить под сомнение справедливость формулы для кинетической энергии (6.7), либо предположить одно из двух: а) масса магнитного поля электрона $\Delta m_H = 2m_0/3$ (6.20) не проявляет инерционных свойств; б) масса покоя электрона m_0 (6.11) на $2/3$ является массой магнитного поля. Для проверки затрачиваемой на уско-

рение энергии (6.7), предположим, что скорость v электрон получает, пролетая разность потенциалов U , тогда для выражения его энергии можно записать

$$W = Ue. \quad (6.22)$$

Известно, что энергия U (6.22) как раз равна кинетической энергии W_k (6.2), приобретаемой массой m_0 электрона e при ускорении его до скорости v ($v \ll c$), т.е.

$$Ue = m_0v^2/2. \quad (6.23)$$

Сравнивая (6.7) и (6.23), вновь убеждаемся, что при ускорении массы m_0 электрона до скорости v затрачивается только энергия $m_0v^2/2$ (6.2), соответствующая приобретаемой электроном кинетической энергии, а на образование магнитного поля в пространстве около движущегося электрона энергия $W_H = \Delta m_H v^2/2$ из (6.21) как будто не затрачивается. Однако, если в (6.16) мы могли еще предположить, что у массы Δm_E электрического поля отсутствуют инерционные свойства, то для массы Δm_H магнитного поля мы уже не можем этого утверждать, так как инерционные свойства магнитного поля общизвестны. Для объяснения (6.21) остается предположить, что и энергия магнитного поля W_H из (6.18), распределенная в окружающем электрон пространстве, также является частью энергии W_k (6.2) и, причем, не малой ее частью $W_H = 2W_k/3$. Но в пространстве около движущегося электрона продолжает существовать также и электрическое поле E ($v \ll c$)

$$E = ke/r^2 \quad (6.24)$$

с энергией $e^2/(2r_0)$ (6.8) и с массой $\Delta m_E = m_0/2$ (6.14). Причем, если считать, что при движении электрона со скоростью v энергия электрического поля W_E (6.8) в окружающем его пространстве не изменяет своей величины, то это соответствует тому, что масса покоя электрона m_0 , как это было предложено ранее, еще на $m_0/2$ (6.14) является массой электрического поля. Учитывая только массу электрического (6.14) и магнитного (6.20) полей, для массы покоя электрона m'_0 будем иметь

$$m'_0 = \Delta m_E + \Delta m_H = \frac{1}{2}m_0 + \frac{2}{3}m_0 = \frac{7}{6}m_0, \quad (6.25)$$

что на $m_0/6$ больше действительно регистрируемой массы покоя электрона. Этого расхождения можно было бы избежать, если предположить, что при движении электрона его электрическое поле претерпевает некоторое изменение и общая энергия электрического поля W_E в окружающем электрон пространстве несколько уменьшается. Если допустить, что энергия движущегося электрического поля E' равна

$$W'_E = \frac{1}{8\pi} \int_V E'^2 dV = \frac{1}{3} \left(\frac{m_0 v^2}{2} \right) = \frac{1}{3} W_k, \quad (6.26)$$

тогда для кинетической энергии движущегося электрона (6.2) можно было бы записать

$$W'_k = \frac{1}{8\pi} \int_V H^2 dV + \frac{1}{8\pi} \int_V E'^2 dV = \frac{m_0 v^2}{2}. \quad (6.27)$$

Странным в полученном выражении (6.27) является то, что при любой скорости движения заряда $v \ll c$ энергия магнитного поля W_H составляет $2W_k/3$, что заставляет предположить наличие аналогичной зависимости величины энергии электрического поля W'_E электрона от скорости его движения. Однако в этом случае следует признать, что даже при нулевой скорости заряда масса электрического поля Δm_E (6.14) только на $m_0/3$ является инерционной массой, а оставшаяся масса электрического поля, равная $m_0/6$, инерционными свойствами не обладает. С теоретической точки зрения, столь странное двуликовое проявление инерционных свойств у массы электрического поля Δm_E (6.14) является трудно приемлемым. Чтобы исключить равенство (6.25), естественнее предположить, что масса электрического поля, определяемая выражением (6.14), инерционными свойствами вообще не обладает, т.е. масса m_0 (6.11) электрона e только на $2m_0/3$ электромагнитного происхождения, а на $m_0/3$ является массой механического или какого-то другого неизвестного происхождения. Однако данное предположение, с точки зрения строгости теоретического подхода, также нельзя считать достаточно удовлетворительным.

2. Деформация электрического поля движущегося заряда и магнитная энергия

С целью отыскания более приемлемых соотношений между кинетической энергией движущегося электрона W_k и кинетической энергией его электромагнитного поля рассмотрим следующий пример. Пусть мы имеем электрон e , движущийся со скоростью v по направлению AB (рис. 41). Напряженность магнитного поля в точке наблюдения M_T будет равна [4, 5]

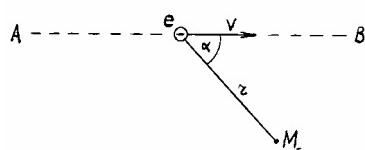


Рис. 41

$$H = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \alpha = \frac{v}{c} E \sin \alpha . \quad (6.28)$$

Наличие магнитного поля H (6.28) в пространстве около движущегося электрона e обусловлено наличием в этом пространстве движущегося электрического поля E (6.24) от этого электрона и деформацией вектора электрического поля E на угол ϕ , определяемого из отношения для угла aberrационного смещения [6]

$$\sin \phi = v/c . \quad (6.29)$$

Откуда для деформированного электрического поля движущегося электрона можно записать

$$E' = E \sin \phi = Ev/c . \quad (6.30)$$

С учетом (6.30) выражение для магнитного поля (6.28) преобразуется к виду

$$H = E' \sin \alpha = E'_\perp , \quad (6.31)$$

т.е. известное выражение для напряженности магнитного поля (6.28) представляет собой не что иное, как выражение для перпендикулярной составляющей деформированного электрического поля E' (6.30), для которой справедливо

$$E'_\perp = E' \sin \alpha = \frac{v}{c} E \sin \alpha = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \alpha . \quad (6.32)$$

Таким образом, допущение о деформации электрического поля E' (6.30) движущегося электрона e , с теоретической точки зрения, вполне приемлемо, и перпендикулярная составляющая E' деформированного электрического поля представляет собой обычное магнитное поле H (6.28) движущегося электрона. Но из (6.30) следует, что деформированное электрическое поле около движущегося электрона остается не равным нулю также и в направлении движения заряда. Если деформация электрического поля E' (6.30) в направлении, перпендикулярном к его движению, приводит к появлению перпендикулярной составляющей деформированного электрического поля E'_\perp (6.32) (т.е. к появлению обычного магнитного поля H (6.28)), то деформация электрического поля E' (6.30) в направлении движения электрона (наличие такой деформации подтверждается наличием у движущегося электрона запаздывающих потенциалов) должна приводить к появлению еще параллельной составляющей деформированного электрического поля E'_\parallel , определяемой согласно

$$E'_{\parallel} = E' \cos \alpha = \frac{v}{c} E \cos \alpha, \quad (6.33)$$

где α – угол между радиусом-вектором \mathbf{r} и скоростью v . Выражения (6.32) и (6.33) для компонент деформированного электрического поля E' (6.30) можно представить в векторной форме

$$\mathbf{E}'_{\perp} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}], \quad (6.34)$$

$$\mathbf{E}'_{\parallel} = \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}). \quad (6.35)$$

Если с существованием деформированного электрического поля E'_{\perp} (6.34) сопоставляется существование магнитного поля H (6.28), которое удобнее было бы обозначить как H_{\perp} , т.е.

$$\mathbf{H}_{\perp} = \mathbf{E}'_{\perp} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}], \quad (6.36)$$

то из существования деформированного электрического поля E'_{\parallel} (6.35) следует возможность существования около движущегося электрона еще «магнитного» поля H_{\parallel} , определяемого функциональной зависимостью вида

$$\mathbf{H}_{\parallel} = \mathbf{E}'_{\parallel} = \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}). \quad (6.37)$$

Обладает ли поле H_{\parallel} (6.37) физическими свойствами известного магнитного поля H_{\perp} (6.36) или какими-либо иными – ответить пока затруднительно, однако со всей определенностью можно утверждать, что на образование поля H_{\parallel} (6.37) (или на деформацию электрического поля E в направлении движения электрона), аналогично как на образование поля H_{\perp} (6.36) (или на деформацию электрического поля E электрона в направлении, перпендикулярном к его движению), должна быть затрачена вполне определенная энергия. Если для энергии магнитного поля H_{\perp} (6.36) (или для энергии деформации поля E'_{\perp}) имеем

$$W_{H_{\perp}} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\perp}^2 dV = \frac{1}{8\pi} \int_V E'^2 \sin^2 \alpha dV = \frac{1}{8\pi} \frac{v^2}{c^2} \int_V E^2 \sin^2 \alpha dV, \quad (6.38)$$

то, соответственно, для энергии поля H_{\parallel} (6.37) (или для энергии деформации поля E'_{\parallel}) можно записать

$$W_{H_{\parallel}} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\parallel}^2 dV = \frac{1}{8\pi} \int_V E'^2 \cos^2 \alpha dV = \frac{1}{8\pi} \frac{v^2}{c^2} \int_V E^2 \cos^2 \alpha dV. \quad (6.39)$$

Суммарная энергия полей H_{\perp} (6.36) и H_{\parallel} (6.37) будет равна

$$\begin{aligned} W_{\text{n}} &= W_{H_{\perp}} + W_{H_{\parallel}} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\perp}^2 dV + \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\parallel}^2 dV = \\ &= \frac{1}{8\pi} \frac{v^2}{c^2} \int_V E^2 (\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha) dV = \frac{1}{8\pi} \frac{v^2}{c^2} \int_V E^2 dV. \end{aligned} \quad (6.40)$$

Полагая $H_{\text{n}} = E' = vE/c$, выражение (6.40) можно переписать в виде

$$W_{\text{n}} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\text{n}}^2 dV, \quad (6.41)$$

где H_{n} – результирующее магнитное поле движущегося электрона. Согласно (6.40), (6.41), предполагая структуру электрона сферической, для энергии результирующего магнитного поля H_{n} будем иметь

$$W_{\text{n}} = \frac{1}{8\pi} \frac{v^2}{c^2} \int_{r_0}^{\infty} \left(\frac{e}{r^2} \right)^2 4\pi r^2 dr = \frac{1}{2} \frac{e^2 v^2}{r_0 c^2} \quad (6.42)$$

или, с учетом (6.13),

$$W_{\text{n}} = \frac{m_0 v^2}{2} \equiv W_k, \quad (6.43)$$

что эквивалентно (6.2), (6.7), (6.23). Равенство (6.43) с учетом (6.42) можно записать еще в виде

$$W_{\text{n}} = \frac{m_H v^2}{2} = \frac{m_0 v^2}{2} \equiv W_k, \quad (6.44)$$

где $m_H = e^2/(r_0 c^2)$ – результирующая инертная масса магнитного поля электрона. Из (6.44) непосредственно устанавливаем тождество

$$m_H \equiv m_0, \quad (6.45)$$

т.е. инертная масса результирующего магнитного поля электрона m_H тождественна массе покоя электрона m_0 . Полученный результат (6.45) свидетельствует в пользу полного электромагнитного происхождения массы покоя электрона m_0 , причем, в отличие от известных выводов [1, 4] и др., получено

точное равенство массы магнитного поля электрона m_H «механической» массе без дополнительных допущений о внутренней структуре электрона.

2. Механические и электромагнитные инерционные свойства сгустков электронов

Полученное равенство (6.43) найдено пока применительно только к одиночному электрону. Для того чтобы (6.43) было приемлемо для любого количества электронов (для сгустка или пучка), необходимо пересмотреть представления о неизменности (при $v \ll c$) величины массы покоя электрона m_0 в случае взаимодействия его с другими электронами. Например, если сгусток из N электронов ускорен до скорости v , то полная кинетическая энергия этого сгустка должна определяться уже не равенствами вида (6.2), (6.7), (6.23), т.е.

$$W_{\text{п}} = W_{\text{k}} = \frac{Nm_0v^2}{2}, \quad (6.46)$$

а зависимостью вида (6.42)

$$W_{\text{п}} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\text{п}}^2 dV = \frac{M_{\text{п}}v^2}{2}, \quad (6.47)$$

где $M_{\text{п}}$ – результирующая электромагнитная инертная масса электронов сгустка. Откуда средняя эффективная (в смысле реально проявляемая) электромагнитная инертная масса одного электрона в сгустке определится как

$$m_{\text{эф}} = \frac{M_{\text{п}}}{N} = \frac{1}{Nv^2} \frac{1}{4\pi} \int_V H_{\text{п}}^2 dV \gg m_0. \quad (6.48)$$

С учетом (6.48) выражение (6.47) можно переписать

$$W_{\text{п}} = \frac{Nm_{\text{эф}}v^2}{2}. \quad (6.49)$$

Применим равенство (6.49) для определения кинетической энергии, например, сферического сгустка радиуса R из N электронов. Учитывая, что напряженности полей H_{\perp} и H_{\parallel} от сферического сгустка определяются выражениями

$$H_{\perp} = \frac{v}{c} E \sin \alpha = \frac{vNe}{cr^2} \sin \alpha \quad (6.50)$$

и

$$H_{\parallel} = \frac{v}{c} E \cos \alpha = \frac{vNe}{cr^2} \cos \alpha, \quad (6.51)$$

то из (6.49) следует

$$\begin{aligned} W_n &= \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\perp}^2 dV + \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\parallel}^2 dV = \frac{1}{8\pi} \int_V \left(\frac{Nev}{r^2 c} \right)^2 dV = \\ &= \frac{N^2}{2} \frac{e^2}{R} \frac{v^2}{c} = N^2 \left(\frac{r_0^2}{R} \right) \left(\frac{e^2}{r_0 c^2} \right) \frac{v^2}{2} = N^2 \left(\frac{r_0^2}{R} \right) \left(\frac{m_0 v^2}{2} \right) = N^2 \left(\frac{r_0^2}{R} \right) W_{k_0}, \end{aligned} \quad (6.52)$$

где r_0 – радиус электрона. Таким образом, для сгустка электронов неизменной величины $r_0/R = \text{const}$, увеличение количества электронов в сгустке в N раз (увеличение плотности заряда в N раз) увеличивает кинетическую энергию сгустка в N^2 раз, между тем как согласно (6.46) кинетическая энергия сгустка должна возрасти только в N раз.

Отличие инерционных свойств электронов в плотных пучках от инерционных свойств одиночных электронов или электронов в менее плотных пучках достаточно наглядно проявляется при рассмотрении достаточно длинных прямолинейных пучков электронов. Предположим, что мы имеем два электронных пучка одинакового сечения каждый с током i ($i_1 = i_2 = i$), но один пучок в сечении трубчатый, с внешним радиусом r_1 , а другой сплошной с радиусом r_2 ($r_1 > r_2$). Электрические силы радиального расталкивания электронов в пучке считаем скомпенсированными фокусирующими силами. Подсчет энергии магнитного поля во внешнем пространстве этих токов (составляющая поля H_{\parallel} для прямолинейного тока равна нулю)

$$W_1 = \frac{1}{8\pi} \int_{r_1}^{\infty} H_{\perp}^2(r_1) Z dr \quad (6.53)$$

и

$$W_2 = \frac{1}{8\pi} \int_{r_2}^{\infty} H_{\perp}^2(r_2) Z dr \quad (6.54)$$

дает для них разные значения $W_1 < W_2$, так как магнитное поле внутри трубки тока равно нулю, а магнитное поле вне трубы тока составляет часть магнитного поля от сплошного пучка тока. Следовательно, для пучков электронов одинаковой длины энергия магнитного поля, запасенная в сплошном пучке, превосходит энергию магнитного поля, запасенную в трубчатом пуч-

ке. А так как при одинаковой скорости движения электронов в пучках количество электронов на единицу длины трубчатого и сплошного пучка одинаково (ввиду равенства токов $i_1 = i_2$), то, следовательно, инерционные свойства каждого электрона сплошного пучка превосходят инерционные свойства электронов трубчатого пучка. Таким образом, несмотря на то, что количество электронов на единицу длины одного и другого пучка и скорости движения электронов этих пучков одни и те же, переносимая ими кинетическая энергия оказывается разной. На возможность отличия инерционных свойств электронов в сгустках от инерционных свойств одиночных электронов указывалось в свое время в работе [7]. На отличие магнитной энергии плотных пучков от их механической энергии указывается в работах [8–10], в которых авторы ссылаются на возможность превышения магнитной энергии плотного пучка над механической во много раз, хотя не поднимается вопрос о полном соответствии магнитной энергии одиночного электрона с его кинетической энергией. В реальном случае, при образовании достаточно плотных электронных сгустков и пучков в разрядных и ускорительных системах, инерционные свойства сгустков и пучков, как показывают расчеты, могут превосходить механические инерционные свойства массы этих сгустков и пучков в сотни и тысячи раз. Такая же большая кинетическая энергия будет запасена в этих сгустках и пучках, и такая же большая энергия потребуется от генератора ускоряющего напряжения для того, чтобы ускорить эти сгустки и пучки.

Рассмотрим несколько численных примеров проявления больших инерционных свойств электронов в плотных сгустках и пучках.

3. Практические примеры электромагнитных инерционных свойств сгустков электронов и индуктивных токовых систем

- Предположим, что с острия катода при вакуумном искровом разряде вырывается сгусток из $N = 10^{15}$ электронов, который за некоторый промежуток времени приобретает скорость v . Для простоты расчетов допустим, что сгусток имеет форму шара радиусом $r_{\text{ш}} = 1$ мм, и заряд сгустка равномерно распределен по сфере шара. В этом случае, согласно (6.47), для ускорения сгустка до скорости v необходимо затратить энергию

$$W_{\text{n}} = W_{\text{k}} = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\text{n}}^2 dV = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\perp}^2 dV + \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\parallel}^2 dV. \quad (6.55)$$

Подставляя пределы интегрирования, для полной кинетической энергии сгустка W_{k} получим

$$W_k = \frac{1}{8\pi} \int_{r_{\text{ш}}}^{\infty} \int_0^{\pi} \left(\frac{Nev}{r^2 c} \right)^2 2\pi r^2 dr d\alpha = \frac{1}{2} \frac{N^2 e^2 v^2}{r_{\text{ш}} c^2} = \frac{N^2}{2} \left(\frac{r_0}{r_{\text{ш}}} \right) \left(\frac{e^2 v^2}{r_0 c^2} \right). \quad (6.56)$$

Если же исходить из чисто механических представлений о кинетических свойствах электронов (6.2), (6.7), (6.23), то для кинетической энергии сгустка из N электронов, с учетом (6.13), будем иметь

$$W'_k = N \left(\frac{m_0 v^2}{2} \right) = \frac{N}{2} \left(\frac{e^2 v^2}{r_0 c^2} \right). \quad (6.57)$$

Из отношения (6.56) и (6.57) находим

$$\frac{W_k}{W'_k} = \frac{Nr_0}{r_{\text{ш}}} = k \quad (6.58)$$

или, в численном выражении

$$k = \frac{10^{15} \cdot 2,8 \cdot 10^{-13}}{10^{-1}} = 2,8 \cdot 10^3. \quad (6.59)$$

Как видно из (6.59), кинетическая энергия W_k сгустка из N электронов, вычисленная по формуле (6.56), оказывается больше в $2,8 \cdot 10^3$ раз кинетической энергии W'_k этого же сгустка, вычисленной по классическим формулам (6.2), (6.7), (6.23). Если кинетическую энергию сгустка W_k (6.56) выразить через эффективную электромагнитную массу $m_{\text{эф}}$ одного электрона

$$W_k = N \left(\frac{m_{\text{эф}} v^2}{2} \right), \quad (6.60)$$

то из отношения (6.58) находим

$$m_{\text{эф}}/m_0 = k, \quad (6.61)$$

т.е. средняя эффективная электромагнитная масса $m_{\text{эф}}$ каждого электрона в сгустке оказывается больше массы покоя m_0 свободного электрона в $2,8 \cdot 10^3$ раз.

2. Определим кинетические инерционные свойства электронов проводимости в кристаллической решетке проводника соленоида. Примем число витков соленоида равным $\omega = 1000$, внешний радиус соленоида $R = 10$ см, внутренний радиус соленоида $r = 7,5$ см, длина соленоида $l = 4$ см, сечение медного провода $\Delta S = 1$ мм², магнитная проница-

мость ферромагнитного сердечника $\mu = 1000$. Индуктивность соленоида определим по формуле [11]

$$L = k\mu_0\mu\omega^2 S/l, \quad (6.63)$$

где k – коэффициент ($k = 0,2$); μ_0 – абсолютная магнитная проницаемость ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$); $S = \pi R^2$ – сечение соленоида. Подстановка численных величин в (6.63) дает

$$L = 0,2 \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 10^3 \cdot 10^6 \pi \cdot 10^{-2}}{4 \cdot 10^{-2}} = 197 \text{ ГН} \approx 2 \cdot 10^2 \text{ ГН}.$$

Предположим теперь, что, прилагая к электронам проводимости соленоида силу F , мы ускоряем их до скорости v . Это соответствует созданию в цепи тока i при замыкании ее на внешний источник тока. Для ускорения электронов проводимости до скорости v требуется затратить энергию W_n для преодоления сил инерции электронов и связанного с ними магнитного поля, равную

$$W_n = L i^2 / 2. \quad (6.64)$$

Максимальный электрический ток i , который можно пропустить через проводник сечением 1 мм², примем равным 10 А. При этом запасенная в поступательном движении электронов проводимости кинетическая энергия будет равна

$$W_n = 2 \cdot 10^2 \cdot 10^2 / 2 = 10^4 \text{ Дж}. \quad (6.65)$$

Количество электронов проводимости N в проводнике соленоида найдем согласно формуле

$$N = \Delta S \left(\frac{R - r}{2} + r \right) \omega n_0, \quad (6.66)$$

где n_0 – концентрация электронов проводимости в медном проводнике ($n_0 = 10^{22}$). Подставляя в (6.66) численные величины, получим

$$N = 10^2 \cdot 2 \cdot 3,14 \left(\frac{(10 - 7,5)}{2} + 7,5 \right) \cdot 10^3 \cdot 10^{22} \approx 5,5 \cdot 10^{24}.$$

Скорость v электронов проводимости в проводнике соленоида можно определить из формулы

$$i = \sigma v = \Delta S n_0 e v, \quad (6.67)$$

где σ – линейная плотность заряда, e – заряд электрона. Переписав (6.67) в виде

$$\sigma = i/(\Delta S n_0 e) \quad (6.68)$$

и подставив численные величины, получим

$$v = \frac{10 \cdot 3 \cdot 10^9}{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{22} \cdot 10^{-2}} \approx 0,6 \text{ см/с.}$$

Принимая во внимание (6.49), для полной кинетической энергии электронов проводимости в проводнике можно записать

$$W_k = N m_{\phi} v^2 / 2. \quad (6.69)$$

Подставляя в (6.69) известные величины $W_k = W_n$, N , v , для эффективной массы одного электрона в кристаллической решетке проводника будем иметь

$$m_{\phi} = \frac{2 \cdot 10^4 \cdot 10^7}{5,5 \cdot 10^{24} (0,6)^2} \approx 10^{-13} \text{ г.} \quad (6.70)$$

Сравнивая эффективное значение массы одного электрона $m_{\phi} = 10^{-13}$ г в кристаллической решетке проводника с массой покоя одиночного электрона $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-28}$ г, находим

$$\frac{m_{\phi}}{m_0} = \frac{10^{-13}}{9,1 \cdot 10^{-28}} \approx 1,1 \cdot 10^{14},$$

т.е. эффективная электромагнитная масса одного электрона в кристаллической решетке проводника оказалась сравнимой с массой примерно 10^{11} протонов. Чтобы убедиться в правильности проведенных вычислений, подставим полученное значение эффективной массы одного электрона m_{ϕ} (6.70) в формулу для кинетической энергии (6.2), (6.7), (6.23), т.е.

$$W_k = \frac{N(1,1 \cdot 10^{14} m_0)v^2}{2} \quad (6.71)$$

или в численном выражении

$$W_k = \frac{5,5 \cdot 10^{24} \cdot 1,1 \cdot 10^{14} \cdot 9,1 \cdot 10^{-28} (0,6)^2}{2} \approx 10^{11} \text{ эрг} = 10^4 \text{ Дж,}$$

что соответствует энергии W_n (6.64).

Выводы

Таким образом, из рассмотренных выше примеров можно сделать вывод, что обнаруживаемые значительные инерционные свойства коллективных электронов при концентрации их в рассматриваемых объемах $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и выше определяются, в основном, только электромагнитной массой заряда электронов Nm_{ϕ} , между тем как роль «механической» массы электронов Nm_0 , если допустить, что она существует, оказывается ничтожно малой. Более того, при уменьшении концентрации электронов и переходе к одиночным электронам электромагнитная масса электронов уменьшает свое значение и для одиночных электронов оказывается равной массе покоя электрона $m_{\phi} = m_0$, из чего можно сделать вывод, что «механическая» инерционная масса m_0 у электрона вообще отсутствует, а проявляемая в экспериментах масса одиночных электронов m_0 является полностью массой электромагнитного происхождения. Кроме того, из последнего примера следует, что при полной механической инерционной и гравитационной массе всего соленоида с сердечником, равной не более 10 кг, инерционная масса всех $N = 5,5 \cdot 10^{24}$ электронов проводимости проводника соленоида оказывается равной

$$M_{\phi} = Nm_{\phi} = 5,5 \cdot 10^{24} \cdot 10^{-13} = 5,5 \cdot 10^{11} \text{ г} = 5,5 \cdot 10^8 \text{ кг},$$

что более чем на 7 порядков превышает гравитационную механическую массу всего соленоида вместе с сердечником. Данный вывод свидетельствует в пользу того, что обнаруживаемая у коллективных электронов при больших концентрациях значительная инерционная электромагнитная масса гравитационными свойствами не обладает. А так как масса одиночного электрона также электромагнитного происхождения, то можно заключить, что электроны (а также позитроны) как наиболее простые элементарные частицы вообще лишены гравитационных свойств. Отсутствие гравитационных свойств у электронов обнаруживается в экспериментах [12, 13], хотя авторы экспериментов обнаруженное ими явление интерпретируют с других позиций.

Литература

1. Френкель Я.И. Собр. соч. Т. 1. – М. 1956.
2. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1962. – С. 86.
3. Штрауф Е.А. Электричество и магнетизм. – М.-Л.: Изд-во ТТЛ, 1950. – С. 430.
4. Шулейкин М.В. Электронные лампы. – М.: Изд-во АН СССР, 1963. – С. 10.
5. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Изд-во ТТЛ, 1956. – С. 349.
6. Куликов К.А. Фундаментальные постоянные астрономии. – 1956.
7. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1957.
8. Богданевич Л.С., Рухадзе А.А. // УФН. – 1971. – Т. 103, вып. 4. – С. 609.
9. Мхеидзе Г.И., Пулин В.И., Райзер М.Р., Цопп Л.Э. ?Назв. статьи?? // ЖЭТФ. – 1972. – Т. 63, вып. 1(7). – С. 104.
10. Райзер М.Д. // ЖТФ. – 1972. – Т. XLII, вып. 8. – С. 1639.
11. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей. – Л.: Энергия, 1970.
12. Witteborn F.C., Fairbank W.M. // Phys. Rev. Lett. – 1967. – Vol. 19, No 18. – P. 1049-1052.
13. Witteborn F.C., Fairbank W.M. // Nature. – 1968. – Vol. 220, No 5166. – P. 436-440.

Глава 7. Системы уравнений для вихревых электрических полей равномерно и ускоренно движущегося заряда

(1980 г.)

1. Вихревые электрические поля равномерно движущегося одиночного заряда

Используя известные представления о законах электродинамики, определим все типы полей, которые может индуцировать в пространстве около себя равномерно и прямолинейно движущийся заряд. Выпишем систему уравнений Максвелла для электрического поля \mathbf{E} движущегося со скоростью v ($v \ll c$) заряда e в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (7.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad (7.2)$$

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \phi. \quad (7.3)$$

Решение системы уравнений (7.1)-(7.3) для скалярного ϕ и векторного \mathbf{E} полей движущегося заряда e имеет тривиальный вид

$$\phi = \int \frac{\rho dv'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{e}{R(t)}, \quad (7.4)$$

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \phi = \frac{e}{R^3(t)} \mathbf{R}(t). \quad (7.5)$$

Согласно (7.4), (7.5) следует, что в пространстве около равномерно и прямолинейно движущегося заряда e индуцируется переменное во времени скалярное поле $\phi(t)$ (7.4) и переменное во времени векторное поле $\mathbf{E}(t)$ (7.5).

Однако в пространстве движущегося равномерно и прямолинейно заряда e , помимо электрических полей $\phi(t)$ (7.4) и $\mathbf{E}(t)$ (7.5), должны индуцироваться еще и магнитные поля \mathbf{H}_\perp и H_\parallel . Для определения же магнитных полей движущегося заряда e может быть использовано несколько различных методов (см. главу 5 данной книги). Сущность каждого метода определяется тем, какие предпосылки закладываются в основу представления об индукции магнитных полей токами. В частности, первый метод, который в

какой-то степени соответствует известному методу решения системы уравнений Максвелла вида

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (7.6)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n, \quad (7.7)$$

основывается на формальных представлениях, что магнитные поля движущегося заряда e индуцируются токами переноса \mathbf{j}_n по принципу дальнодействия. Второй метод основывается, опять же, на формальных представлениях, что магнитные поля движущегося заряда e индуцируются обратными токами смещения \mathbf{j}_{cm}^n по принципу близкодействия. И, наконец, третий метод основывается на представлениях, что магнитные поля движущегося заряда e индуцируются токами смещения \mathbf{j}_{cm} по принципу близкодействия. Рассмотрим коротко сущность каждого метода в отдельности.

1. Для описания магнитных полей \mathbf{H}_\perp и $H_{||}$ движущегося заряда e через токи переноса \mathbf{j}_n запишем измененную и откорректированную систему уравнений Максвелла для случая

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_\perp = 0, \quad (7.8)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\perp + \operatorname{grad} H_{||} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n. \quad (7.9)$$

Вводя векторный потенциал \mathbf{A}

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}_\perp, \quad (7.10)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = H_{||}. \quad (7.11)$$

система уравнений (7.8), (7.9) легко приводится к уравнению Пуассона

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n. \quad (7.12)$$

Решения для векторного потенциала \mathbf{A} и магнитных полей \mathbf{H}_\perp и $H_{||}$ одиночного движущегося со скоростью v заряда e имеют вид

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int_0^{\delta V} \frac{\mathbf{j}_n dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{e\mathbf{v}}{cR(t)}, \quad (7.13)$$

$$\mathbf{H}_\perp = \operatorname{rot} \mathbf{A} = \frac{e}{cR^3(t)} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}(t)], \quad (7.14)$$

$$H_{\parallel} = -\operatorname{div} \mathbf{A} = \frac{e}{cR^3(t)}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}), \quad (7.15)$$

где δV – объем заряда e .

2. Для описания магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} движущегося заряда e через обратные токи смещения \mathbf{j}_{cm}^n , запишем систему уравнений в виде (см. глава 5 данной книги)

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_{\perp} = 0, \quad (7.16)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (7.17)$$

$$-\operatorname{grad} H_{\parallel} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}, \quad (7.18)$$

где

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \mathbf{j}_{\text{cm}}^n = -\left(\frac{e\mathbf{v}}{4\pi R^3} \right).$$

Вводя векторный потенциал \mathbf{A} аналогично (7.10), (7.11)

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}_{\perp}, \quad (7.19)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = H_{\parallel}, \quad (7.20)$$

система уравнений (7.16)–(7.18) также легко приводится к уравнению Пуасона

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{п}}. \quad (7.21)$$

Решения для векторного потенциала \mathbf{A} и магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} одиночного движущегося со скоростью v заряда e при этом принимают вид

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int_{\Delta V}^{\infty} \frac{\mathbf{j}_{\text{cm}}^n dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{e\mathbf{v}}{cR(t)}, \quad (7.22)$$

$$\mathbf{H}_{\perp} = \operatorname{rot} \mathbf{A} = \frac{e}{cR^3(t)} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}(t)], \quad (7.23)$$

$$H_{\parallel} = -\operatorname{div} \mathbf{A} = \frac{e}{cR^3(t)}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}), \quad (7.24)$$

где ΔV – объем, ограниченный сферой радиуса R , на которой отыскивается значение векторного потенциала \mathbf{A} . Решения (7.22)–(7.24) полностью эквивалентны решениям (7.13)–(7.15). В скалярном выражении магнитные поля \mathbf{H}_{\perp} (7.14), (7.23) и H_{\parallel} (7.15), (7.24) имеют вид

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \sin \varphi, \quad (7.25)$$

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \cos \varphi. \quad (7.26)$$

3. Для описания магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} движущегося заряда e непосредственно через токи смещения \mathbf{j}_{cm} выпишем систему уравнений (7.16)–(7.18) в виде (см. главу 5 данной книги)

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_{\perp} = 0, \quad (7.27)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}\perp} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (7.28)$$

$$-\operatorname{grad} H_{\parallel} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}\perp}. \quad (7.29)$$

Для нахождения магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} определим интегралы от правых и левых частей уравнений (7.28), (7.29) соответственно по торцевой S_0 и боковой S_{δ} поверхности цилиндрического объема радиуса r_0 и высоты d_0 (рис. 42), приняв во внимание, что обратные токи смещения \mathbf{j}_{cm} в объеме V_0 рассматриваемого цилиндра равны нулю, т.е.

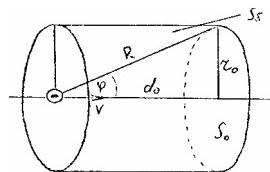


Рис. 42

$$\int_{S_0} \operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{S_0} \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} d\mathbf{S} \quad (7.30)$$

$$-\int_{S_{\delta}} \operatorname{grad} H_{\parallel} d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_{S_{\delta}} \mathbf{j}_{\text{cm}\perp} d\mathbf{S}. \quad (7.31)$$

После несложных преобразований выражения (7.30), (7.31) приводятся к виду

$$H_{\perp} = \frac{2I'_{cm||}}{r_0}, \quad (7.32)$$

$$H_{\parallel} = \frac{2I'_{cm\perp}}{d_0}. \quad (7.33)$$

Принимая во внимание, что для токов смещения $I'_{cm||}$ и $I'_{cm\perp}$ можно записать [1–4]

$$I'_{cm||} = \frac{ev}{2r_0} \sin^3 \varphi, \quad (7.34)$$

$$I'_{cm\perp} = \frac{ev}{2d_0} \cos^3 \varphi, \quad (7.35)$$

для магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} (7.32) и H_{\parallel} (7.33) окончательно устанавливаем

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \sin \varphi, \quad (7.36)$$

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \cos \varphi. \quad (7.37)$$

Таким образом, рассматривая совместно результаты (7.14), (7.15), (7.23)–(7.26), (7.36), (7.37) решений для магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} движущегося заряда e тремя различными методами, мы приходим к выводу, что кроме переменного во времени электрического поля $\mathbf{E}(t)$ в пространстве около движущегося заряда e индуцируются еще два типа магнитных полей: радиальное (векторное) магнитное поле \mathbf{H}_{\perp} и аксиальное (скалярное) магнитное поле H_{\parallel} . Кроме того, в пространстве около движущегося заряда e индуцируется еще не равный нулю скалярный потенциал φ (4), что же касается векторного потенциала \mathbf{A} (7.13), (7.22), то существование его в пространстве около движущегося заряда устанавливается только из двух первых, формальных по своему существу, методов определения магнитных полей. Определение же магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} (7.36) и H_{\parallel} (7.37) непосредственно через аксиальную $\mathbf{j}_{cm||}$ и радиальную $\mathbf{j}_{cm\perp}$ составляющие вектора плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} не приводит к установлению существования в пространстве около движущегося заряда e векторного потенциала \mathbf{A} , что может свиде-

тельствовать о вспомогательной роли этого параметра в описании магнитных полей движущегося заряда. Однако следует признать, так как формализм векторного потенциала \mathbf{A} приводит к одним и тем же конечным результатам (7.25), (7.26), что и (7.36), (7.37), то применимость указанного формализма следует считать вполне допустимой.

Перепишем все определенные выше потенциалы и поля, которые индуцируются в пространстве около движущегося с постоянной скоростью \mathbf{v} заряда e в виде

$$\varphi(t) = e/R(t), \quad (7.38)$$

$$\mathbf{E}(t) = \frac{e}{R^3(t)} \mathbf{R}(t), \quad (7.39)$$

$$\mathbf{A}(t) = \frac{e\mathbf{v}}{cR(t)}, \quad (7.40)$$

$$\mathbf{H}_\perp(t) = \frac{e}{cR^3(t)} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}(t)], \quad (7.41)$$

$$\mathbf{H}_\parallel(t) = \frac{e}{cR^3(t)} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}). \quad (7.42)$$

При рассмотрении приведенной системы естественно возникает вопрос, определяют ли данные поля (7.38)–(7.42) все возможные типы полей движущегося с постоянной скоростью \mathbf{v} заряда e или имеются еще какие-то нерассмотренные поля. Из (7.41), (7.42), в частности, следует, что магнитные поля \mathbf{H}_\perp , H_\parallel в пространстве около движущегося заряда e изменяются как по величине, так и по направлению. Однако из законов электромагнитной индукции известно, что с изменением магнитных полей всегда связано появление вихревых электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}$ (волнистая черта у вектора $\tilde{\mathbf{E}}$ вводится для четкого отделения его от вектора кулоновского электрического поля \mathbf{E}). И, в частном случае, при изменении радиального магнитного поля \mathbf{H}_\perp индукция вихревых полей $\tilde{\mathbf{E}}$ определяется законом Фарадея в виде зависимости

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (7.43)$$

которая может быть переписана еще в виде

$$\mathbf{E} = \oint_L \tilde{\mathbf{E}} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S}, \quad (7.44)$$

где \mathbf{E} – ЭДС, индуцируемая вихревым электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}$ в контуре L . Уравнение (7.44) может быть записано еще в виде известного дифференциального уравнения Максвелла

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_\perp}{\partial t}. \quad (7.45)$$

То, что в пространстве около движущегося с постоянной скоростью \mathbf{v} заряда e могут индуцироваться еще вихревые электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}$ (7.44), (7.45), можно привести и, казалось бы, более убедительные доводы. Например, если предположить, что в пространстве около движущегося заряда e помещен покоящийся замкнутый контур L так, чтобы вектор магнитного поля \mathbf{H}_\perp был перпендикулярен плоскости контура L , то, вполне очевидно, рассматриваемый контур L будет пронизываться переменным во времени магнитным потоком $\Phi(t)$

$$\Phi(t) = \int_S \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S} \neq 0 \quad (7.46)$$

и в контуре L , согласно (7.43), будет индуцироваться не равная нулю ЭДС \mathbf{E} . Индукция же ЭДС \mathbf{E} в контуре L возможна только в том случае, если вдоль сторон контура L индуцируются не равные нулю вихревые электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}$. Таким образом, казалось бы, можно уже утверждать, что в пространстве около равномерно и прямолинейно движущегося заряда e , кроме полей (7.38)–(7.42), индуцируются еще не равные нулю вихревые электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}$. Однако вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ (7.44), (7.45) определено нами только через изменение одного радиального (векторного) магнитного поля \mathbf{H}_\perp (7.41). Между тем как в пространстве около движущегося заряда e индуцируется еще и переменное во времени аксиальное (скалярное) магнитное поле H_\parallel (7.42). Соответственно, чтобы найти зависимость и для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ от переменного во времени аксиального магнитного поля, определим предварительно вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ из уравнения (7.45), используя условие (7.10)

$$\mathbf{H}_\perp = \text{rot } \mathbf{A}. \quad (7.47)$$

Подстановка (7.47) в (7.45) дает

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{A} \quad (7.48)$$

или, изменяя порядок дифференцирования,

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}} = \operatorname{rot} \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right). \quad (7.49)$$

Из (7.49) непосредственно имеем

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (7.50)$$

Если же теперь от правой и левой частей (7.50) определить операцию div , т.е.

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}} = \operatorname{div} \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right), \quad (7.51)$$

и проделать обратные преобразования, учитывая условие (7.11), что

$$H_{\parallel} = -\operatorname{div} \mathbf{A}, \quad (7.52)$$

то будем иметь

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}} = \frac{1}{c} \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial t}. \quad (7.53)$$

Следовательно, определенное выше дифференциальное уравнение (7.45) для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ через одно радиальное магнитное поле $\mathbf{H}_{\perp}(t)$ не является полным, так как данное вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ в равной мере индуцируется еще изменяющимся во времени аксиальным магнитным полем $H_{\parallel}(t)$, и полная система дифференциальных уравнений для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ должна иметь вид

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_{\perp}}{\partial t}. \quad (7.54)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}} = \frac{1}{c} \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial t}. \quad (7.55)$$

Системе дифференциальных уравнений (7.54), (7.55) можно противопоставить систему интегральных уравнений

$$\mathbf{E} = \oint_L \tilde{\mathbf{E}} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S}, \quad (7.56)$$

$$\mathbf{E}' = \oint_S \tilde{\mathbf{E}} d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{H}_\parallel dV. \quad (7.57)$$

Из функциональной зависимости (7.50) для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ следует, что оно определяется изменением во времени векторного потенциала $\mathbf{A}(t)$. То, что векторный потенциал \mathbf{A} движущегося с постоянной скоростью \mathbf{v} заряда e изменяется во времени, следует и из определенных выше зависимостей (7.13), (7.22). Однако, так как векторный потенциал \mathbf{A} (7.13), (7.22) является в данном случае функцией координат и времени $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$, то в выражении (7.50) должна быть рассмотрена полная производная по времени, а не частная, т.е.

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{A} = \tilde{\mathbf{E}}_0 + \tilde{\mathbf{E}}_1. \quad (7.58)$$

Полагая частную производную по времени $\partial \mathbf{A} / \partial t$ для рассматриваемого случая равной нулю ($\mathbf{v} = \text{const}$), для (7.58) будем иметь

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{A}. \quad (7.59)$$

Определим конкретный вид выражения для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.59) движущегося со скоростью $\mathbf{v} = \text{const}$ заряда e . Для определения вектора $(\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{A}$ выберем цилиндрическую систему координат с осью x , направленной по направлению движения заряда e , в которой можно записать

$$(\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{A} = v_r \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} + v_\phi \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \phi} + v_x \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x}, \quad (7.60)$$

так как $v_r = 0$, $v_\phi = 0$, $v_x = v$, то для (7.60) имеем

$$(\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{A} = v \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{A}_r \mathbf{r}_0 + \mathbf{A}_\phi \boldsymbol{\varphi}_0 + \mathbf{A}_x \mathbf{x}_0) \quad (7.61)$$

Принимая во внимание (7.13), (7.22), для компонент векторного потенциала \mathbf{A} запишем

$$A_r = 0, \quad (7.62)$$

$$A_\phi = 0, \quad (7.63)$$

$$A_x = ev/(cR). \quad (7.64)$$

С учетом (7.64) для (7.60) устанавливаем

$$(\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{A} = v \frac{\partial \mathbf{A}_x}{\partial x} \mathbf{x}_0 = \frac{ev^2}{c} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{R} \right) \mathbf{x}_0. \quad (7.65)$$

Положив $R = \sqrt{x^2 + r^2}$, для (7.65) получим

$$(\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{A} = - \frac{ev^2}{c} \frac{x}{(\sqrt{x^2 + r^2})^3} \mathbf{x}_0. \quad (7.66)$$

Подставляя (7.66) в (7.59) и производя преобразование, будем иметь

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = \frac{ev^2 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (7.67)$$

где φ – угол между радиусом-вектором \mathbf{R} и направлением движения заряда e .

Таким образом, как следует из проведенных выше исследований, в пространстве около движущегося с постоянной скоростью \mathbf{v} заряда e , кроме перечисленных выше полей (7.38)–(7.42), должно индуцироваться еще вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67). Из (7.67) видно, что данное вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ действительно представляется как самостоятельное поле движущегося заряда e , так как оно существенно отлично от кулоновского электрического поля \mathbf{E} (7.39) движущегося заряда e . В частности, если кулоновское электрическое поле \mathbf{E} (7.39) движущегося со скоростью v ($v \ll c$) заряда e является полем сферически симметричным, то вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67) этого же движущегося заряда e представляется, прежде всего, как цилиндрически симметричное электрическое поле, причем максимум этого поля $\tilde{\mathbf{E}}_{1\max}$ локализуется, в основном, по направлению движения заряда e и против, т.е.

$$\tilde{\mathbf{E}}_{1\max} = \frac{ev^2}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (7.68)$$

Напряженность же вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67) в перпендикулярном к движению заряда e направлении вообще равна нулю

$$\tilde{\mathbf{E}}_{1\min} \equiv 0. \quad (7.69)$$

Следует обратить внимание еще на тот факт, что поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67) является полем знакопеременным. Для всего полупространства, в которое электрический заряд e в рассматриваемый момент времени влетает, вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ направлен по направлению движения заряда e . Действуя на другие одноименные заряды q_i в этом полупространстве, это электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.68) стремится сместить их в сторону движения заряда e с силой

$$\mathbf{F}_1 = \tilde{\mathbf{E}}_1 q_i. \quad (7.70)$$

При этом сам движущийся заряд e испытывает силу реакции

$$\mathbf{F}_T - \mathbf{F}_1 = -\tilde{\mathbf{E}}_1 q_i, \quad (7.71)$$

которая стремится затормозить движение заряда e . С другой стороны, для всего полупространства, из которого электрический заряд e в рассматриваемый момент времени вылетает, вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ направлен против направления движения заряда e . Действуя на другие одноименные электрические заряды q_j в этом полупространстве, это же электрическое поле стремится сместить их в сторону, обратную движению заряда, с силой

$$\mathbf{F}_2 = \tilde{\mathbf{E}}_1 q_j. \quad (7.72)$$

При этом сам движущийся заряд e испытывает силу реакции

$$\mathbf{F}_y = -\mathbf{F}_2 = -\tilde{\mathbf{E}}_1 q_j, \quad (7.73)$$

которая стремится ускорить движущийся заряд e . Если в реальном случае предположить, что зарядами q_i и q_j являются поляризационные заряды вакуумной среды, окружающей движущийся заряд e , то из однородности и изотропности свойств вакуумной среды непосредственно устанавливаем

$$\mathbf{F}_t \equiv -\mathbf{F}_y, \quad (7.74)$$

т.е. сила реакции \mathbf{F}_t (7.71) вакуумной среды, стремящаяся затормозить движущийся заряд e , полностью компенсируется силой реакции \mathbf{F}_y (7.73), стремящейся ускорить его. Так как силы \mathbf{F}_t (7.71) и \mathbf{F}_y (7.73) равны по величине и противоположны по направлению, то они не препятствуют равномерному и прямолинейному движению заряда e .

Для проверки вихревых свойств поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67) применим операции дифференцирования к правой и левой части этого уравнения в виде

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 = \operatorname{rot} \left(\frac{ev^2 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 \right) \quad (7.75)$$

или, то же самое в цилиндрических координатах,

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 = - \frac{\partial \tilde{E}_{1x}}{\partial r} \Phi_0 = - \frac{ev^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{x}{R^3} \right) \Phi_0. \quad (7.76)$$

Принимая во внимание $R = \sqrt{x^2 + r^2}$, для (76) получим

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 = \left(\frac{3ev^2 \cos \varphi \sin \varphi}{c^2 R^2} \right) \Phi_0, \quad (7.77)$$

откуда следует, что

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 \neq 0. \quad (7.78)$$

Однако аналогичной проверкой можно убедиться, что и

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1 = - \frac{ev^2}{c^2 R^2} (3 \cos^2 \varphi - 1) \neq 0. \quad (7.79)$$

С учетом (7.59), записям (7.77), (7.79) соответствуют уравнения

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 = - \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad (7.80)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1 = \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \operatorname{div} \mathbf{A}, \quad (7.81)$$

то есть

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{H}_{\perp}, \quad (7.82)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1 = \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{H}_{\parallel}, \quad (7.83)$$

или в интегральной форме

$$\oint_L \tilde{\mathbf{E}}_1 d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \int_S (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{H}_{\perp} d\mathbf{S} \neq 0, \quad (7.82)$$

$$\oint_S \tilde{\mathbf{E}}_1 d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \int_V (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{H}_{\parallel} dV \neq 0. \quad (7.85)$$

Исходя из полученных результатов (7.84), (7.85), можно, казалось бы, уже окончательно утверждать, что возможность существования в пространстве около движущегося с постоянной скоростью \mathbf{v} заряда e вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67), с математической точки зрения, вполне обоснована, однако, тем не менее, с физической точки зрения, приведенное выше обоснование не является еще достаточно убедительным, и попытки физической интерпретации вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67) наталкиваются на принципиальные трудности. Остается пока допустить, что индукция вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67) в пространстве около движущегося с постоянной скоростью \mathbf{v} заряда e , с формально-математической точки зрения, вполне возможна.

2. Вихревые электрические поля ускоренно движущегося одиночного заряда

Как было рассмотрено выше (7.58), при ускоренном движении заряда e в пространстве около него, кроме электрического кулоновского поля \mathbf{E} (7.39), двух типов магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} (7.41), (7.42) и вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67), должно индуцироваться еще не равное нулю вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_0$, определяемое согласно функциональной зависимости

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}. \quad (7.7.86)$$

Знак минус в (7.86) отражает тот факт, что вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_0$ во всех точках пространства вне объема δV движущегося ускоренно заряда e всегда направлено противоположно направлению вектора ускорения $\mathbf{a} = \partial \mathbf{v} / \partial t$ (при прямолинейном движении), и при действии этого поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ на ускоряемый заряд e последний испытывает силу сопротивления $\mathbf{F}_c = \tilde{\mathbf{E}}_0 e$ своему движению. Силу \mathbf{F}_c иногда именуют силой самоиндукционного воздействия собственного вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ (7.86) на ускоряемый заряд e , которую можно выразить в виде

$$\mathbf{F}_c = \tilde{\mathbf{E}}_0 e = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}. \quad (7.87)$$

Явление самоиндукционного воздействия ускоряемых зарядов на самих себя в электродинамике хорошо известно [1–5], поэтому имеет смысл провести количественную оценку полей $\tilde{\mathbf{E}}_0$ (7.86) и их воздействия (7.87) как на ускоряемый заряд e , так и на другие заряды. Например, определим работу A против сил вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ (7.86), которую совершает заряд e при его ускорении от состояния покоя до скорости \mathbf{v} [4]. Основываясь на допущении сферической структуры заряда e и принимая радиус заряда равным r_0 , для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ на поверхности заряда e устанавливаем

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{e \Delta \mathbf{v}}{c^2 r_0 \Delta t}, \quad (7.88)$$

где $\Delta \mathbf{v} = \mathbf{v}$ – приращение скорости за промежуток времени Δt . Соответственно, для работы A можно, очевидно, записать

$$A = \mathbf{F}_c \Delta \mathbf{l} = \tilde{\mathbf{E}}_0 e \Delta \mathbf{l} = -\frac{e v \Delta \mathbf{l}}{c^2 r_0 \Delta t}. \quad (7.89)$$

Предполагая движение заряда e равноускоренным, для пути ускорения Δl будем иметь

$$\Delta l = v \Delta t / 2. \quad (7.90)$$

С учетом (7.90) выражение для работы A можно переписать в виде

$$A = \frac{1}{2} \frac{e^2 v^2}{c^2 r_0}. \quad (7.91)$$

Для количественной оценки (7.91) предположим, что ускоряемым зарядом e является заряд электрона, для которого известны многие физические характеристики. В частности, используя справедливое для электрона соотношение

$$m_0 c^2 = e^2 / r_0, \quad (7.92)$$

перепишем (7.91) в виде

$$A = m_0 v^2 / 2 \equiv W_{\text{k}}. \quad (7.93)$$

Из (7.93) следует, что работа A против сил собственного вихревого поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ при ускорении заряда e до скорости v тождественно равна той кинетической энергии W_{k} ускоряемого заряда e , которую он приобрел при данном ускорении. И чем больше эта работа A (7.91) на неизменном пути Δl и для неизменного по величине заряда e , тем больше и сама сила сопротивления \mathbf{F}_{c} (7.87), и само вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_0$ (7.86). Но в таком случае величина вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ просто пропорциональна скорости изменения этой работы A , т.е., принимая во внимание (7.88), (7.89),

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{\Delta A}{e \Delta l} = \frac{2}{ev} \left(\frac{\Delta A}{\Delta t} \right), \quad (7.94)$$

или скорости изменения кинетической энергии W_{k} движущегося заряда

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{2}{ev} \left(\frac{\Delta W_{\text{k}}}{\Delta t} \right). \quad (7.95)$$

А так как кинетическая энергия W_{k} движущегося со скоростью v заряда e электрона полностью обусловлена энергией W_H одновременно двух типов магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} [4, 10]

$$W_{\text{k}} = W_H = \frac{1}{4\pi} \int_V (\mathbf{H}_{\perp}^2 + H_{\parallel}^2) dV, \quad (7.96)$$

то для величины вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ окончательно устанавливаем

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{1}{4\pi ev} \frac{\partial}{\partial t} \int_V (\mathbf{H}_\perp^2 + \mathbf{H}_\parallel^2) dV. \quad (7.97)$$

Или, подчеркивая векторный характер поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$, можно записать

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{\mathbf{v}}{4\pi ev^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_V (\mathbf{H}_\perp^2 + \mathbf{H}_\parallel^2) dV. \quad (7.98)$$

Сопоставляя функциональную зависимость (7.98) с известной зависимостью между вихревым электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}_0$ и изменяющимся во времени магнитным полем \mathbf{H}_\perp в виде (7.45), (7.54), интерпретируемой как индукция вихревого электрического поля изменением некоего формального по своему существу магнитного потока Φ (7.43), (7.44), (7.56)

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = f\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right) = f\left(\frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S}\right), \quad (7.99)$$

обнаруживаем существенное отличие между ними. Действительная природа вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ ЭДС индукции и самоиндукции отражает собой взаимосвязь этого поля с изменением в рассматриваемом пространстве энергии одновременно двух типов магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel движущегося заряда e , а не изменением некоего формального магнитного потока Φ через замкнутый контур, да еще только одного типа магнитного поля \mathbf{H}_\perp . Принципиальная ограниченность одного дифференциального уравнения Максвелла (7.45), (7.54) и интегрального уравнения (7.44), (7.56) для отражения закона индукции и самоиндукции вихревых электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_0$ движущимися ускоренно зарядами непосредственно следует из невозможности применимости данных уравнений одновременно для двух типов магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel (7.41), (7.42). Ограниченнность и формальная сущность уравнений (7.45), (7.54) и (7.44), (7.56) следует и из общего рассмотрения явления индукции в конкретных электрических цепях [4].

Проведем исследование функциональных зависимостей (7.86) и (7.98). Прежде всего, из (7.86) и (7.88) видно, что функция для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ от движущегося ускоренно заряда e (при $v \ll c$) сферически симметрична относительно ускоряемого заряда. Это соответствует то-

му, что если ускоряемый заряд e окружить сферой радиуса R , то на всех точках сферы величина вектора вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ будет иметь неизменное значение. Одновременно неизменным будет оставаться и направление вектора вихревого электрического поля

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}. \quad (7.100)$$

Из (7.98) следует, что при определении величины вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ на поверхности сферы радиуса R , необходимо учесть изменение суммарной энергии магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel только в пространстве вне объема ΔV сферы радиуса R

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{1}{4\pi ev} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Delta V}^{\infty} (\mathbf{H}_\perp^2 + H_\parallel^2) dV. \quad (7.101)$$

Принимая во внимание выражения для магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel

$$H_\perp = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \sin \varphi, \quad (7.102)$$

$$H_\parallel = \frac{1}{c} \frac{ev}{r^2} \cos \varphi \quad (7.103)$$

и полагая $dV = 2\pi r^2 \sin \varphi dr d\varphi$, для значения (7.101) устанавливаем

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{e}{2c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(v \int_R^{\infty} \int_0^\pi \frac{\sin^3 \varphi d\varphi dr}{r^2} \right) + \frac{e}{2c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(v \int_R^{\infty} \int_0^\pi \frac{\cos^2 \varphi \sin \varphi d\varphi dr}{r^2} \right). \quad (7.104)$$

Так как мы рассматриваем приращение скорости от нуля до v за промежуток времени Δt , то можно положить $\Delta v = v$, что будет соответствовать

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{2}{3} \left(\frac{e\Delta v}{c^2 R \Delta t} \right) + \frac{1}{3} \left(\frac{e\Delta v}{c^2 R \Delta t} \right) \quad (7.105)$$

или

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \tilde{\mathbf{E}}'_0 + \tilde{\mathbf{E}}''_0 = \frac{e\Delta v}{c^2 R \Delta t}, \quad (7.106)$$

где

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = \frac{2}{3} \tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{2}{3} \left(\frac{e\Delta\nu}{c^2 R \Delta t} \right), \quad (7.107)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}''_0 = \frac{1}{3} \tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{e\Delta\nu}{c^2 R \Delta t} \right). \quad (7.108)$$

Полученные выражения (7.107), (7.108) подтверждают правильность сделанных ранее выводов относительно необходимости учета одновременно двух типов магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel в индукции вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ ускоренно движущегося заряда e .

Таким образом, природа вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ такова, что при рассмотрении любой мыслимой сферы радиуса R вокруг ускоренно движущегося заряда e величина вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ на поверхности такой сферы (или во всех точках пространства, находящихся на воображаемой сфере радиуса R) будет определяться скоростью изменения энергии магнитного поля W_H только той части пространства, которая локализована вне рассматриваемой воображаемой сферы. Однако здесь может возникнуть вопрос: если на этой воображаемой сфере радиуса R рассмотреть малый участок ΔS поверхности S сферы (рис. 42), то какому изменению энергии магнитного поля ΔW_H будет соответствовать вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_0$ в точках на этой поверхности ΔS ? Ответить на этот вопрос сразу затруднительно. В частности, в работе [4] первоначально было предположено, что величина вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ в точках N и N' (рис. 42), а следовательно, и на всех точках выделенной поверхности ΔS при совмещении ее с точкой N , будет определяться той частью энергии $\Delta W'$ магнитного поля \mathbf{H}_\perp и H_\parallel , которая локализована между двумя параллельными плоскостями A и B , перпендикулярными к направлению движения заряда

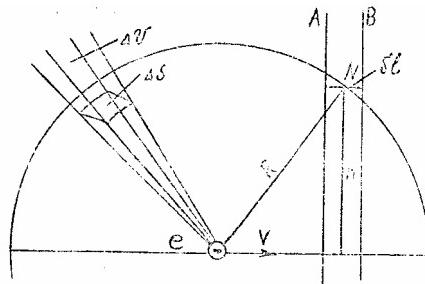


Рис. 42

и ограниченными элементарной цилиндрической поверхностью $\Delta S = 2\delta h \delta l$. При этом для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ как функции от изменения энергии ΔW_H магнитного поля, заключенной между указанными плоскостями A и B , было получено выражение

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{1}{2} \frac{ev\delta l}{c^2 R^2 \Delta t}, \quad (7.107)$$

что, казалось бы, и близко не соответствует (7.100), (7.106). Однако, тем не менее, между указанными зависимостями (7.100), (7.106) и (7.107) имеется теснейшая взаимосвязь, которая оказывается скрытой пока из-за определенных особых свойств вихревых электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_0$. Для того чтобы понять это, вернемся снова к нашей воображаемой сфере радиуса R вокруг движущегося заряда e . В работе [4] были приняты предпосылки о воздействии изменяемой энергии ΔW_H магнитных полей на движущийся заряд e плоскими пространствами, перпендикулярными к направлению движения заряда, исходя из рассмотрения цилиндрически-симметричной системы линейного тока, в котором действительно указанная закономерность имеет место. Однако в данных расчетах, как это выяснилось впоследствии, ошибочно предполагалось, что энергия аксиального магнитного поля $H_{||}$ от элементарного тока δi линейного тока i также дает вклад в вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_0$ (7.107). При рассмотрении же сферически-симметричной задачи с воображаемой сферой радиуса R , окружающей одиночный движущийся с ускорением заряд e , сразу же напрашиваются несколько иные предположения, после рассмотрения которых мы вновь попытаемся проанализировать случай с цилиндрически-симметричной системой. В частности, из сферической симметрии зависимости (7.100), которая, с учетом (7.101), может быть представлена еще в виде

$$\tilde{E}_0 = \frac{1}{4\pi ev} \frac{\partial}{\partial t} \int H_0^2 dV. \quad (7.108)$$

где

$$H_0^2 = H_{\perp}^2 + H_{||}^2 = \left(\frac{ev}{cr^2} \right)^2 \sin^2 \varphi + \left(\frac{ev}{cr^2} \right)^2 \cos^2 \varphi = \left(\frac{ev}{cr^2} \right)^2, \quad (7.109)$$

сразу же напрашивается предположение, что величина вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ на любом выделенном участке ΔS поверхности S сферы пропорциональна той части энергии ΔW_H суммарного магнитного поля H_0 ,

которая локализована в объеме ΔV усеченного телесного угла, поверхность сечения которого упирается в выделенный участок ΔS поверхности сферы S радиуса R (рис. 42). Так как суммарное значение энергии W_H магнитных полей в пространстве вне сферы S известно (7.96), то для энергии ΔW_H можно записать

$$\Delta W = \frac{W_H}{4\pi R^2} \Delta S . \quad (7.110)$$

Подставляя это значение в (7.108) вместо энергии W_H

$$\Delta W = \frac{1}{8\pi} \int H_0^2 dV = \frac{1}{2} \frac{e^2 v^2}{c^2 R} , \quad (7.111)$$

находим

$$\tilde{E}_0 = \frac{\Delta S}{2\pi R^2 ev} \frac{\partial W_H}{\partial t} = \frac{e}{4\pi c^2 R^3} \frac{\partial v}{\partial t} \Delta S , \quad (7.112)$$

что, казалось бы, не соответствует уже ни (7.100), (7.106), ни (7.107). Однако дальнейшие исследования показали, что расхождение результатов (7.100), (7.107), (7.112) оказалось обусловленным тем, что вихревое электрическое поле \tilde{E}_0 , пропорциональное изменению энергии магнитного поля ΔW_H (7.110), должно быть отнесено только к той части заряда Δe , которая ответственна за создание этой энергии ΔW_H . Для определения же этой доли предположим, что заряд e перенесен на сферу радиуса R и равномерно распределен по ней. В этом случае нетрудно показать, энергия магнитного поля W_H вне движущейся ускоренно заряженной сферы S с зарядом e будет тождественно равна энергии W_H (7.96). Соответственно, и величина вихревого электрического поля \tilde{E}_0 на поверхности такого заряда e будет определяться выражением (7.88). Однако на поверхности ΔS при этом будет находиться только часть заряда Δe , равная

$$\Delta e = \frac{e}{4\pi R^2} \Delta S . \quad (7.113)$$

Подставляя в (7.112) вместо полного заряда e его значение (7.113)

$$\tilde{E}_0 = \frac{\Delta S}{2\pi R^2 v \Delta e} \frac{\partial}{\partial t} W_H , \quad (7.114)$$

окончательно получаем

$$\tilde{E}_0 = \frac{2}{ve} \frac{\partial}{\partial t} W_H = \frac{e}{c^2 R} \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (7.115)$$

что соответствует уже (7.100), (7.106).

Предположим теперь, что на поверхности ΔS сферы S , окружающей заряд e , помещен пробный заряд $e_0 = e$, причем размеры заряда e_0 соизмеримы с размерами поверхности ΔS . В этом случае на заряд e_0 со стороны вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ будет действовать сила

$$\Delta F = \tilde{E}_0 e_0. \quad (7.116)$$

На пути ускорения Δl (7.90) этой силой будет совершена работа

$$\Delta A = \Delta F \Delta l = \tilde{E}_0 e_0 \Delta l. \quad (7.117)$$

Однако, вполне понятно теперь, что эта работа не может быть положена по величине больше той части энергии магнитного поля ΔW_H (7.110), которая обуславливает существование вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ на поверхности ΔS , а следовательно, и силы ΔF (7.102). Но в таком случае для работы ΔA следует записать

$$\Delta A \leq \Delta W_H \quad (7.118)$$

или, с учетом (7.110), (7.111), (7.117),

$$\tilde{E}_{0_1} e_0 \Delta l = \frac{W_H \Delta S}{4\pi R^2} = \frac{e^2 v^2 \Delta S}{8\pi c^2 R^3}. \quad (7.119)$$

Здесь вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_0$ представляет собой реально обнаруживаемое вихревое электрическое поле по тому действию, которое оно совершил над пробным зарядом e_0 . Из (7.119) для реально обнаруживаемого вихревого электрического поля на поверхности ΔS сферы S находим

$$\tilde{E}_{0_1} = \frac{e^2 v^2 \Delta S}{8\pi c^2 R^3 \Delta l} \quad (7.120)$$

или, с учетом (7.90), окончательно будем иметь

$$\tilde{E}_{0_1} = \left(\frac{e \Delta v}{4\pi c^2 R^3 \Delta t} \right) \Delta S, \quad (7.121)$$

что эквивалентно уже (7.112).

Таким образом, особое свойство вихревого электрического поля \tilde{E}_0 (7.86), (7.100), (7.106), индуцируемого в пространстве около движущегося ускоренно заряда e , заключается в том, что оно имеет указанные значения (7.86), (7.100), (7.106) только лишь в вакуумной среде, в которой отсутствуют реальные заряды. При наличии же реальных зарядов e действие этих полей на них будет определяться только той частью энергии магнитных полей H_{\perp} , H_{\parallel} , которая заключена во внешней части телесного угла, опирающегося на рассматриваемый реальный заряд (или зазкрапированной им), т.е. функциональными зависимостями вида (7.112), (7.121).

Вернемся теперь вновь к предположению о действии энергии магнитного поля ΔW_H на рассматриваемый пробный заряд e_0 плоскими объемами [4]. Функциональная зависимость, отражающая этот случай, как отмечено выше (7.107), имеет вид

$$\tilde{E}_0 = \frac{1}{4} \frac{ev\delta l}{c^2 R^2 \Delta t} \quad (7.122)$$

Из рис. 42 видно, что вихревое электрическое поле \tilde{E}_0 определялось на цилиндрической поверхности $\Delta S_{\text{ц}}$ радиуса h и длиной δl . При этом энергия магнитного поля ΔW_H была отнесена не к той части заряда Δe

$$\Delta e = \frac{e\Delta S}{4\pi R^2}, \quad (7.123)$$

которая ответственна за имеющуюся за цилиндрической поверхностью $\Delta S_{\text{ц}} = 2\pi h\delta l'$ энергии ΔW_H магнитных полей, а, опять же, к пробному заряду $e_0 = e$ в точке N . Если же в выражении (7.122) числитель и знаменатель умножить на заряд e и в знаменателе сделать замену e на Δe

$$\tilde{E}_0 = \frac{1}{4} \frac{e^2 v \delta l}{c^2 R^2 \Delta e \Delta t}, \quad (7.124)$$

то подстановка (7.123) в (7.124) сразу же дает

$$\tilde{E}_0 = \frac{1}{2} \frac{e^2 v \delta l}{c^2 h \Delta t \delta l'}. \quad (7.125)$$

Принимая во внимание, что $h = R \sin \phi$, $\delta l = l' \sin \phi$, для вихревого электрического поля \tilde{E}_0 (125) в точке N (рис. 42) окончательно будем иметь

$$\tilde{E}_0 = \frac{1}{2} \frac{ev}{c^2 R \Delta t}, \quad (7.126)$$

что в два раза меньше действительного значения $\tilde{\mathbf{E}}_0$, определяемого функциональными зависимостями (7.86), (7.100) и (7.106), выраженных как непосредственно через векторный потенциал \mathbf{A} (7.50), так и через энергии магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel в виде (7.97), (7.101), (7.106). Из (7.126) можно уже заключить, что сделанные ранее предположения об индукции вихревых электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_0$ изменяющейся энергией ΔW_H магнитных полей в плоских объемах пространства, перпендикулярных к направлению движения заряда e , соответствует только частному случаю линейного бесконечно-го тока переноса. Можно показать, что применительно к одиночному уско-ренно движущемуся заряду e зависимость (7.126) для работы A' (7.92) дает

$$A' = W_k/2, \quad (7.127)$$

что сразу же вызывает определенные сомнения в ее справедливости. Одна-ко, тем не менее, заложенная в первых предпосылках физическая сущность оказалась несомненно полезной. И, в частности, при определении вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ от элемента di линейного тока i оказывается необходимым уже использовать функциональную зависимость (7.126), а не (7.86), (7.100), (7.106). Следовательно, установленная функциональная зави-симость (7.126) также отражает собой определенную закономерность явле-ний электромагнетизма, однако применима она только в конкретных физи-ческих условиях.

После получения удовлетворительного совпадения результатов расче-тов (7.86) и (7.106), проведенных принципиально отличными методами при различных исходных предпосылках, представляет интерес вновь рассмотреть случай индукции вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67) при равно-мерном и прямолинейном движении заряда e и убедиться в приемлемости установленной закономерности (7.97), (7.98), (7.101) и для этого случая. Предположим, что заряд e движется равномерно и прямолинейно со скоро-стью v вдоль оси x (см. рис. 42). Определим изменение энергии dW_H магнитного поля H_0 , приходящейся на элемент поверхности δS при перемеще-нии заряда e по оси x на отрезок пути dx . Величина энергии магнитного по-ля ΔW_H , приходящаяся на элемент поверхности δS , равна

$$\Delta W_H = \frac{W_H}{4\pi R^2} \delta S = \frac{e^2 v^2 \delta S}{8\pi c^2 R^3}. \quad (7.128)$$

Принимая во внимание $R^2 = x^2 + h^2$, перепишем (7.128) в виде

$$\Delta W_H = \left(\frac{e^2 v^2 \delta S}{8\pi c^2 R^3} \right) \frac{1}{(x^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (7.129)$$

Для приращения функции (7.129) при изменении аргумента x на величину dx будем иметь

$$dW_H = - \left(\frac{e^2 v^2 \delta S}{8\pi c^2 R^3} \right) \frac{3x dx}{(x^2 + h^2)^{5/2}} \quad (7.130)$$

или, ввиду равенства $x = R \cos \varphi$, получим

$$dW_H = - \frac{3e^2 v^2 \delta S \cos \varphi}{8\pi c^2 R^4} \cos \varphi \, dx. \quad (7.131)$$

Подставляя (7.131) в выражение (7.97), для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ можно записать

$$\tilde{E}_1 = \frac{1}{4\pi e' v} \frac{dW_H}{dt} = - \frac{3e^2 v \delta S \cos \varphi}{4\pi e' c^2 R^4} \frac{dx}{dt} \cos \varphi. \quad (7.132)$$

Учитывая, что $dx/dt = -v$ и что энергия магнитного поля ΔW_H (7.128) соответствует заряду

$$e' = \frac{e}{4\pi R^2} \delta S', \quad (7.133)$$

где $\delta S' = \delta S \cos \varphi$, для выражения (7.132) получим

$$\tilde{E}_1 = \frac{3e^2 v^2 \cos^2 \varphi}{c^2 R^2}. \quad (7.134)$$

Сравнивая (7.134) с выражением для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67), которое имеет схожий вид

$$\tilde{E}_1 = \frac{e^2 v^2 \cos \varphi}{c^2 R^2}, \quad (7.135)$$

обнаруживаем незначительное отличие их друг от друга. В частности, вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.134), определенное через изменение полного магнитного поля H_0 , т.е. через изменение аксиального $H_{||}$ и радиального H_{\perp} магнитных полей движущегося заряда, оказалось в три раза большим, чем вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.135), полученное при учете измене-

ния во времени векторного потенциала \mathbf{A} вдоль оси x (при $\varphi = 90^\circ$). Для объяснения данного расхождения обратимся пока к тому факту [4], что энергия ΔW_H аксиального магнитного поля H_{\parallel} составляет как раз $1/3$ от полной энергии ΔW_H (7.129). Вполне естественно, из сопоставления (7.134), (7.135) напрашивается вывод, что природа вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67), (7.135) такова, что оно индуцируется только одним аксиальным магнитным полем H_{\parallel} , а радиальное магнитное поле H_{\perp} в индукции вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ при равномерном и прямолинейном движении заряда e не принимает участия. Либо, наоборот, что функциональная зависимость (7.67), определяемая через одну частную производную $\partial \mathbf{A} / \partial x$ векторного потенциала \mathbf{A} , не дает еще полного представления обо всех возможных индуцируемых в пространстве около движущегося равномерно и прямолинейно заряда e электрических полях. Более подробное рассмотрение этого вопроса будет предпринято в следующей главе 8 данной книги. Сейчас же можно ограничиться пока ссылкой на то, что исследование всех частных пространственных производных векторного потенциала \mathbf{A} действительно дает возможность выявить существование в пространстве около движущегося равномерно и прямолинейно заряда e четырех видов «градиентных» электрических полей, одно из которых тождественно с вихревым электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67), (7.134).

При рассмотренном выше случае ускоренно движущегося заряда e еще не отмечалось, какие изменения при этом могут иметь вихревые электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.67), (7.134). Однако из самой зависимости для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.59)

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{A} \quad (7.136)$$

можно усмотреть, что и при ускоренном движении заряда e функциональная зависимость (7.136) не изменит своего вида, за исключением только лишь того, что поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ на неизменном расстоянии от заряда e будет теперь величиной переменной.

3. Дифференциальные уравнения для двух типов вихревых электрических полей

Подвергнем рассмотрению вихревые электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ ускоренно движущегося заряда e , принимая во внимание, что природа такого типа

полей изучена достаточно хорошо. Опираясь, в какой-то степени, на представления об известных вихревых электрических полях $\tilde{\mathbf{E}}_0$, в дальнейшем более углубленное внимание будет уделено и к исследованию свойств вихревых электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_1$ равномерно и прямолинейно движущихся зарядов. Так как во всей работе постоянно акцентируется внимание, что рассматриваемые поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ и $\tilde{\mathbf{E}}_1$ являются вихревыми электрическими полями, то представляет интерес исследовать частные производные $\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_0$, аналогично как и $\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.77), (7.78). И если для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ объемная производная действительно не равна нулю, то представляет интерес посмотреть, чему же она будет соответствовать.

Примем найденное выше выражение (7.86) для вектора вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ в виде

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}. \quad (7.137)$$

Выберем цилиндрическую систему координат с осью x , направленной по направлению ускоренно движущегося заряда e . Так как в этом случае для компонент вектора $\tilde{\mathbf{E}}_0$ будет иметь

$$\tilde{\mathbf{E}}_{0_x} = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}, \quad (7.138)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_{0_\phi} = 0, \quad (7.139)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_{0_r} = 0, \quad (7.140)$$

то для $\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_0$ можно записать

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_{0_x}}{\partial r} \Phi_0. \quad (7.141)$$

Подставляя (137) в (141), запишем

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{R} \right) \Phi_0. \quad (7.142)$$

Принимая во внимание, что $R = \sqrt{x^2 + r^2}$ и дифференцируя по R , для (7.142) получим

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_0 = -\left(\frac{e}{c^2 R^2} \frac{\partial v \sin \varphi}{\partial t}\right) \Phi_0. \quad (7.143)$$

Преобразуем выражение в скобках к виду

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{v}{c} \frac{e}{R^2} \sin \varphi \right) \Phi_0, \quad (7.144)$$

откуда уже непосредственно следует

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] \quad (7.145)$$

или

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_{\perp}}{\partial t}, \quad (7.146)$$

что соответствует записи (7.45), (7.54). Таким образом, производная $\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_0$ действительно не равна нулю и определяется скоростью изменения векторного радиального магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} движущегося заряда e . Однако вектор $\tilde{\mathbf{E}}_0$ не является определенным полностью, пока не определена другая пространственная производная его $\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_0$. Выбирая вновь цилиндрическую систему координат и принимая во внимание (7.138), (7.139), (7.140), для $\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_0$ можно записать

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \mathbf{E} \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_{\parallel}}{\partial t}, \quad (7.147)$$

что также соответствует записи (7.53), (7.55). С установлением дифференциальной формы записи уравнений (7.146), (7.147) для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$, представляется возможным запись их и в интегральной форме (7.56), (7.57), т.е.

$$\oint_L \tilde{\mathbf{E}}_0 d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H}_{\perp} d\mathbf{S}, \quad (7.148)$$

$$\oint_S \tilde{\mathbf{E}}_0 \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{H}_{\parallel} dV. \quad (7.149)$$

Таким образом, мы снова пришли к представлению о формальном магнитном потоке Φ

$$\Phi = \int_S \mathbf{H}_{\perp} dS \quad (7.150)$$

через поверхность S , однако это формальное представление, как это теперь наглядно видно из (7.148), (7.149), оказалось применимым только для одного векторного радиального магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} . Следовательно, если в исходных уравнениях Максвелла (7.45) оперировали только с одним векторным магнитным полем \mathbf{H}_{\perp} (возможность существования скалярного магнитного поля H_{\parallel} в электродинамике не допускалась), то решение (7.45) в виде (7.44), в общем, отражало известные закономерности для какого-то частного случая. Однако, с физической точки зрения теперь очевидно, что записи уравнений (7.45) или (7.146), (7.148), без записи уравнений (7.147), (7.149) (т.е. запись уравнений только через одно магнитное поле \mathbf{H}_{\perp}), существенно искажают физику явления. Подтверждением этому служит тот факт, что вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ (7.97), (7.98), (7.106), фигурирующий как в уравнениях (7.45), (7.146), так и в (7.148), имеет право на существование только при одновременном учете реальности существования двух видов магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} . Например, если в (7.97) положить $H_{\parallel} = 0$, то для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ (7.107) получаем

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = \frac{2}{3} \frac{e\mathbf{v}}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}, \quad (7.151)$$

что не соответствует ни (7.86), ни (7.106). В результате (7.151) для векторного потенциала \mathbf{A} из (7.50) мы должны иметь

$$\mathbf{A}' = \frac{2}{3} \frac{e\mathbf{v}}{cR}, \quad (7.152)$$

что не соответствует (7.13), (7.22), (7.40). В свою очередь, подстановка (7.152) в (7.10), (7.19) для известного радиального магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} дает

$$\mathbf{H}'_{\perp} = \frac{2}{3} \left\{ \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] \right\}, \quad (7.153)$$

что не соответствует уже экспериментальным фактам и т.д. Однако одновременная подстановка (7.151), (7.153) в (7.45), (7.146) вновь приводит нас к правильному соотношению между вектором вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ и векторным потенциалом

$$\operatorname{rot} \left(\frac{2}{3} \tilde{\mathbf{E}}_0 \right) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{2}{3} \operatorname{rot} \mathbf{A} \right), \quad (7.154)$$

то есть

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (7.155)$$

что свидетельствует о значительной формальной общности этих уравнений и независимости их от конкретной физики явления электромагнитной индукции. А если это так, то уравнения (7.45), (7.44), а также (7.146), (7.148) и (7.147), (7.149) в отдельности должны рассматриваться только как вспомогательные уравнения.

Определенный интерес в этом отношении представляет уравнение (7.149), которое дополняет уравнение (7.148). Физическая интерпретация его заключается в том, что изменение аксиального магнитного поля H_{\parallel} в замкнутом объеме V вызывает появление потока вектора вихревого электрического поля из данного объема или в данный объем. Грубо говоря, это соответствует тому, что в объеме V появляются такие напряженности электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_0$, которые соответствуют как бы существованию определенных виртуальных зарядов внутри рассматриваемого объема положительного или отрицательного знака. Однако следует отметить, что если $\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_0$ вектора вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ не равна нулю, то тогда должна существовать такая скалярная функция γ_0 , для которой должно соблюдаться условие

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = \operatorname{grad} \gamma_0. \quad (7.156)$$

Для нахождения скалярной функции γ_0 примем во внимание значение вектора $\tilde{\mathbf{E}}_0$ (7.137)

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\operatorname{grad} \gamma_0 = -\left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right) \frac{\mathbf{x}_0}{\sqrt{x^2 + r^2}}. \quad (7.157)$$

Рассматривая $\operatorname{grad} \gamma_0$ в цилиндрической системе координат, получим

$$\frac{\partial \gamma_0}{\partial x} \mathbf{x}_0 = \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right) \frac{\mathbf{x}_0}{\sqrt{x^2 + r^2}}, \quad (7.158)$$

что соответствует уравнению

$$d\gamma_0 = \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \right) \frac{dx}{\sqrt{x^2 + y^2}}, \quad (7.159)$$

решение которого имеет вид

$$\gamma_0 = \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \right) \ln \left(x + \sqrt{x^2 + y^2} \right). \quad (7.160)$$

Таким образом, исходя из полученного результата (7.160), можно констатировать, что в реальном случае могут существовать такие векторные поля $\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\operatorname{grad} \gamma_0$, для которых теорема Стокса

$$\operatorname{rot} \operatorname{grad} \varphi = 0 \quad (7.161)$$

оказывается неприменимой:

$$\operatorname{rot} \operatorname{grad} \gamma_0 \neq 0. \quad (7.162)$$

Следует отметить, что точно такая же ситуация обнаруживается и для векторного потенциала \mathbf{A} , для которого имеем

$$\mathbf{A} = -\operatorname{grad} \gamma \quad (7.163)$$

и, соответственно,

$$\gamma = -\left(\frac{ev}{c} \right) \ln \left(x + \sqrt{x^2 + y^2} \right). \quad (7.164)$$

Таким образом, если для скалярного потенциала φ (7.4), (7.38) исходного кулоновского электрического поля \mathbf{E} движущегося заряда e всегда имеет место

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \quad (7.165)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = -\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi = 4\pi\rho, \quad (7.166)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\operatorname{rot} \operatorname{grad} \varphi = 0, \quad (7.167)$$

то для скалярных потенциалов γ (7.164) и γ_0 (7.160) соответственно имеем

$$\mathbf{A} = -\operatorname{grad} \gamma, \quad (7.168)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\operatorname{grad} \gamma_0, \quad (7.169)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = -\operatorname{rot} \operatorname{grad} \gamma = \mathbf{H}_\perp, \quad (7.170)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = -\operatorname{div} \operatorname{grad} \gamma = -H_\parallel, \quad (7.171)$$

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_0 = -\operatorname{rot} \operatorname{grad} \gamma_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_\perp}{\partial t}, \quad (7.172)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_0 = -\operatorname{div} \operatorname{grad} \gamma_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial H_\parallel}{\partial t}. \quad (7.173)$$

Принимая во внимание (7.77), (7.79), что для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ движущегося со скоростью \mathbf{v} заряда e имеем

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 = \left(\frac{3ev^2 \sin \varphi \cos \varphi}{c^2 R^3} \right) \Phi_0 \neq 0, \quad (7.174)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1 = -\left(\frac{ev^2}{c^2 R^3} \right) (3 \cos^2 \varphi - 1) \neq 0, \quad (7.175)$$

то аналогичными рассуждениями устанавливаем

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\operatorname{grad} \gamma_1, \quad (7.176)$$

где скалярная функция $\gamma_1 = f(\mathbf{r}, t)$. Следовательно, для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ также можно записать

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 = -\operatorname{rot} \operatorname{grad} \gamma_1 \neq 0, \quad (7.177)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1 = -\operatorname{div} \operatorname{grad} \gamma_1 \neq 0. \quad (7.178)$$

4. Системы дифференциальных и интегральных уравнений для скалярных и векторных полей движущегося заряда

Для наглядности и для удобства дальнейшего анализа выпишем все дифференциальные уравнения для всех полей движущегося заряда e в следующей функционально взаимосвязанной последовательности:

$$\varphi = f'(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{R(t)}, \quad (7.179)$$

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi = \frac{e}{R^3(t)} \mathbf{R}(t), \quad (7.180)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad (7.181)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (7.182)$$

$$\gamma = f(\mathbf{r}, t), \quad (7.183)$$

$$\mathbf{A} = -\operatorname{grad} \gamma = \frac{e\mathbf{v}}{cR(t)}, \quad (7.184)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}_\perp, \quad (7.185)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = H_\parallel, \quad (7.186)$$

$$\mathbf{H}_\perp = \frac{e}{cR^3(t)} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}(t)], \quad (7.187)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\perp = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (7.188)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_\perp = 0, \quad (7.189)$$

$$\mathbf{H}_\parallel = \frac{e}{cR^3(t)} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}), \quad (7.190)$$

$$-\operatorname{grad} H_\parallel = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}, \quad (7.191)$$

$$\gamma_0 = f_0(\mathbf{r}, t), \quad (7.192)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\operatorname{grad} \gamma_0 = \frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}, \quad (7.193)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (7.194)$$

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_{\perp}}{\partial t}, \quad (7.195)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial t}, \quad (7.196)$$

$$\gamma_1 = f_1(\mathbf{r}, t), \quad (7.197)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = \operatorname{grad} \gamma_1 = \frac{ev^2 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (7.198)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{A}, \quad (7.199)$$

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{H}_{\perp}, \quad (7.200)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{H}_{\parallel}. \quad (7.201)$$

Уравнениям (7.181), (7.182), (7.185), (7.186), (7.188), (7.189), (7.195), (7.196), (7.200), (7.201) соответствуют уравнения в интегральной форме

$$\oint_L \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0, \quad (7.202)$$

$$\oint_S \mathbf{E} d\mathbf{S} = 4\pi \int_V \rho dV, \quad (7.203)$$

$$\oint_L \mathbf{A} d\mathbf{l} = \int_S \mathbf{H}_{\perp} d\mathbf{S}, \quad (7.204)$$

$$\oint_S \mathbf{A} d\mathbf{S} = \int_V \mathbf{H}_{\parallel} dV, \quad (7.205)$$

$$\oint_L \mathbf{H}_\perp d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} \int_S (\mathbf{j}_{cm} - \mathbf{j}_{cm}^n) d\mathbf{S}, \quad (7.206)$$

$$\oint_S \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S} = 0, \quad (7.207)$$

$$-\oint_{S_\delta} \text{grad } \mathbf{H}_\parallel d\mathbf{S} = \frac{4\pi}{c} \int_S \mathbf{j}_{cm} d\mathbf{S}, \quad (7.208)$$

$$\oint_L \tilde{\mathbf{E}}_0 d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S}, \quad (7.209)$$

$$\oint_S \tilde{\mathbf{E}}_0 d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \mathbf{H}_\parallel dV, \quad (7.210)$$

$$\oint_L \tilde{\mathbf{E}}_1 d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \int_S (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S}, \quad (7.211)$$

$$\oint_S \tilde{\mathbf{E}}_1 d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \int_V (\mathbf{v} \cdot \text{grad}) \mathbf{H}_\parallel dV. \quad (7.212)$$

Уравнения (7.193) и (7.197) могут быть дополнены еще уравнениями вида

$$\tilde{\mathbf{E}}_0 = -\frac{\mathbf{v}}{4\pi e v^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_V (\mathbf{H}_\perp^2 + \mathbf{H}_\parallel^2) dV, \quad (7.213)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{\mathbf{v}}{4\pi e v^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V'} (\mathbf{H}_\perp^2 + \mathbf{H}_\parallel^2) dV'. \quad (7.214)$$

Системы уравнений (7.179)–(7.201), (7.202)–(7.212) и (7.213), (7.214) представляют собой все возможные уравнения в их последовательной взаимосвязи для описания скалярных $\varphi, \gamma, \gamma_0, \gamma_1, H_\parallel$ и векторных $\mathbf{E}, \mathbf{A}, \mathbf{H}_\perp, \tilde{\mathbf{E}}_0, \tilde{\mathbf{E}}_1$ полей движущегося заряда e . При этом, если системы дифференциальных уравнений (7.179)–(7.201) отражают собой, в какой-то степени, известные представления о законах электромагнетизма, то интегральные уравнения вида (7.204)–(7.206), (7.208), (7.210)–(7.212) отражают собой уже какие-то новые, неизвестные ранее закономерности. В

то новые, неизвестные ранее закономерности. В частности, согласно (7.204) следует, что магнитный поток радиального магнитного поля \mathbf{H}_\perp , пронизывающий замкнутый контур L , пропорционален циркуляции векторного потенциала \mathbf{A} вдоль этого контура. В свою очередь, согласно (7.205), интеграл по объему V от аксиального магнитного поля H_\parallel пропорционален потоку векторного потенциала \mathbf{A} через поверхность S , ограничивающую данный объем V . Аналогичная интерпретация может быть дана и функциональной зависимости (7.208), в которой рассматривается пропорциональность скорости изменения аксиального магнитного поля H_\parallel в объеме V с потоком вектора вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_0$ через поверхность S , ограничивающую данный объем V . Что же касается зависимостей (7.204), (7.206), то они устанавливают непосредственную взаимосвязь магнитных полей \mathbf{H}_\perp , H_\parallel движущегося заряда e с токами смещения \mathbf{j}_{cm} , \mathbf{j}_{cm}^n , которые индуцируются в окружающем пространстве этим же зарядом e .

Из уравнений (7.179)–(7.201) видно, что основное существо их заключается в том, что из исходных дифференциальных уравнений (7.180), (7.181), (7.182) и (7.185), (7.186), (7.188), (7.189), (7.191) отыскиваются скалярный ϕ (7.179) и векторный \mathbf{A} (7.184) потенциалы электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ движущегося заряда e . А дальше, используя только одну какую-нибудь дифференциальную операцию над скалярным $\phi(\mathbf{r},t)$ (7.180) или векторным $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ (7.185), (7.186), (7.194), (7.199) потенциалом, устанавливаются все виды электрических \mathbf{E} , $\tilde{\mathbf{E}}_0$, $\tilde{\mathbf{E}}_1$ и магнитных \mathbf{H}_\perp , H_\parallel полей движущегося заряда e . Все остальные дополнительные дифференциальные уравнения используются только для уточнения природы рассматриваемых полей. В частности, уравнения (7.195), (7.196) окажутся необходимыми только при выводе волнового уравнения электромагнитного поля. Однако для случая одиночного движущегося заряда e отыскание скалярного потенциала ϕ (7.179) посредством решения системы дифференциальных уравнений (7.180)–(7.182), вообще-то, не представляется целесообразным, тем более, что выражение скалярного потенциала одиночного движущегося заряда e в виде ϕ (7.179) имеет достаточно простой вид. То же самое можно сказать и относительно векторного потенциала \mathbf{A} (7.185) одиночного движущегося заряда e , определяемого системой уравнений (7.185), (7.186), (7.188), (7.189), (7.191). Но в таком случае, зная скалярный потенциал ϕ (7.179) одиночного движущегося заряда e в рассматриваемой точке N пространства в момент времени t , мы легко можем установить и значение векторного потенциала \mathbf{A} (7.185) в этой же точке простым соотношением

$$\mathbf{A} = \frac{\mathbf{v}}{c} \varphi . \quad (7.215)$$

Используя в дальнейшем уже известные зависимости для электрических \mathbf{E} (7.180), $\tilde{\mathbf{E}}_0$ (7.194), $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (7.199) и магнитных \mathbf{H}_\perp (7.185), H_\parallel (7.186) полей, посредством только одной операции дифференцирования легко определить и сами электрические \mathbf{E} , $\tilde{\mathbf{E}}_0$, $\tilde{\mathbf{E}}_1$ и магнитные \mathbf{H}_\perp , H_\parallel поля движущегося одиночного заряда. Более того, принимая во внимание применимый в электродинамике принцип суперпозиции для электрических и магнитных полей, можно показать, что посредством операции суммирования аналогичные решения могут быть получены и для любой сложной системы движущихся зарядов $\sum e_i$. Таким образом, как для одиночного движущегося заряда e , так и для любой системы движущихся зарядов $\sum e_i$ получить решения для всех типов электрических и магнитных полей оказывается возможным и без решения системы дифференциальных уравнений (7.180)–(7.182) и (7.185), (7.186), (7.188), (7.189), (7.191). Но тогда возникает вопрос: в чем, собственно, ценность этих уравнений, если их можно просто обойти и выбрать более простой путь для установления всех видов полей движущегося заряда? А ценность их оказывается в том, что они позволяют от дискретного распределения зарядов e_i и токов $e_i \mathbf{v}_i$ в объеме V перейти, в некоторой степени, к эквивалентному им непрерывному распределению зарядов ρdV и токов $\mathbf{j} \delta S$ в этом же объеме. При рассмотрении макроскопических объемов в этом случае весьма сложное суммирование может быть заменено уже более простым интегрированием, что значительно облегчает отыскание электрических и магнитных полей системы движущихся зарядов. Однако следует отметить, что указанные достоинства реализуются только в том случае, если электрические и магнитные поля системы движущихся зарядов $\sum e_i$ отыскиваются на расстояниях R , значительно превышающих среднее расстояние Δr между отдельными зарядами системы ($\Delta r \ll R$), и при использовании этих уравнений не отыскиваются такие характеристики полей, как их энергия вне и внутри объема V . Ограниченностю представлений о непрерывном распределении зарядов и токов в данном случае проявляется в том, что эти представления приводят к весьма заметным ошибочным результатам (см. II часть данной книги), ибо в действительности никакой полной эквивалентности между дискретным и непрерывным распределением зарядов в объеме V не существует и не может существовать. Указанный формализм дифференциальных уравнений (7.180)–(7.182), (7.185), (7.186), (7.188), (7.189), (7.191) применим только лишь при определенных допущениях на точность определения параметров полей в пределах ограниченных расстояний. При переходе же к малым расстояниям и к отдельным зарядам в рассматриваемых

дифференциальных уравнениях приходится прибегать к разного рода математическим ухищрениям. Одним из таких ухищрений является использование опять же формального по существу метода δ -функции $\rho = e\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)$, который позволяет от непрерывного распределения зарядов по объему V перейти к другой, не менее абстрактной, крайности – точечному распределению зарядов в этом объеме. Переход к точечному распределению значительно расширяет область применимости указанных дифференциальных уравнений, однако на малых расстояниях от зарядов этот метод приводит к абсурдным выводам о бесконечности значений потенциалов ϕ , \mathbf{A} и полей \mathbf{E} , $\tilde{\mathbf{E}}_0$, $\tilde{\mathbf{E}}_1$, \mathbf{H}_\perp , H_{\parallel} и их энергий, что не соответствует действительности. Единственный способ избежать этих бесконечностей – это с помощью δ -функции перейти от интегрирования по объему V к обычному суммированию, положив при этом размеры зарядов конечными. Другими словами, вернуться к тому методу, в котором можно исключить использование дифференциальных уравнений (7.180)–(7.182) и (7.185), (7.186), (7.188), (7.189), (7.191).

Выводы

В заключение следует отметить, что непосредственное решение системы уравнений Максвелла в прежней их записи

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$$

через одно радиальное магнитное поле \mathbf{H}_\perp для случая одиночного движущегося заряда e (вне системы), как известно, наталкивается на непреодолимую трудность именно из-за того, что для одиночного движущегося (вне системы) заряда e положить $\text{div } \mathbf{j} = 0$ принципиально невозможно [11]. В свою очередь, это соответствует тому, что нельзя положить и $\text{div } \mathbf{A} = 0$, а, следовательно, невозможно получить и уравнения Пуассона – конечной цели всех этих ухищрений, применяемых в известных методах. Предлагаемые же системы уравнений (7.8), (7.9), (7.16)–(7.18) полностью лишены этих недостатков и не требуют находить какие-то усредненные и, с физической точки зрения, весьма отвлеченные средние плотности тока \mathbf{j} в системе, для которых сомнительной достоверностью можно положить $\text{div } \mathbf{j} = 0$ и $\text{div } \mathbf{A} = 0$. Более того, в предлагаемой системе уравнений (7.8), (7.9), (7.16)–(7.18) вводимое уравнение

$$\text{div } \mathbf{A} = H_{\parallel} \neq 0$$

играет роль уже не какого-то дополнительного формального условия, необходимого только лишь для упрощения уравнения и получения из него урав-

нения Пуассона, как это было раньше, а отражает собой реальность существования еще одного неизвестного ранее в науке типа магнитного поля – аксиального скалярного магнитного поля H_{\parallel} движущегося заряда e , которое требует для своего выражения и соответствующего дифференциального уравнения (7.18) в виде

$$-\operatorname{grad} H_{\parallel} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{см}},$$

Литература

1. Николаев Г.В. Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда. I. Деп. в ВИНТИ, рег. № 3487-78, (РЖФиз. 1979, ЗБ79).
2. Николаев Г.В. Токи смещения и радиальное магнитное поле линейного тока. II. Деп. в ВИНТИ, рег. № 3488-78, (РЖФиз. 1979, ЗБ80).
3. Николаев Г.В. Токи смещения и аксиальное магнитное поле движущегося заряда. III. Деп. в ВИНТИ, рег. № 591-79, (Библ. указ. «Деп. рукописи», № 5(91), 1979, N 310).
4. Николаев Г.В. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда. IV. Деп. в ВИНТИ, рег. № 528-79, (Библ. указ. «Деп. рукописи», N 5(91), 1979, N 442).
5. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976.
6. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Т. 2. – М.: Наука, 1971.
7. Фейнман Р., Лайтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Кн. 5, 6. – М.: Мир, 1977.
8. Калашников С.Г. Электричество. – М.: Изд-во ТТЛ, 1956.
9. Штрауф Е.А. Электричество и магнетизм. – М.-Л.: Изд-во ТТЛ, 1950.
10. Николаев Г.В., Окулов Б.В. Об инерционных свойствах электронов. Деп. в ВИНТИ, рег. № 4399-77, (РЖФиз. 1978, 6Б151).
11. Компанеец А.С. Теоретическая физика. – М.: Изд-во ТТЛ, 1957.

**Глава 8. Система уравнений для градиентных электрических
полей движущегося заряда**
(1980 г.)

**1. Вывод уравнений для градиентных электрических полей
движущегося заряда**

Выпишем системы уравнений и их решения для электрических и магнитных полей равномерно движущегося заряда e . Для электрического кулоновского поля e движущегося со скоростью $v \ll c$ заряда e можно записать

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (8.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad (8.2)$$

$$\Delta\varphi = 4\pi\rho, \quad (8.3)$$

$$\varphi = \frac{e}{R(t)}, \quad (8.4)$$

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi = \frac{e}{R^3(t)} \mathbf{R}(t). \quad (8.5)$$

Для двух типов магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel и двух типов вихревых электрических полей \mathbf{E}_0 и \mathbf{E}_1 (см. главу 7 данной книги) уравнения и их решения будут иметь вид

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_\perp = 0, \quad (8.6)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\perp = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (8.7)$$

$$-\operatorname{grad} H_\parallel = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}, \quad (8.8)$$

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \mathbf{j}_{\text{cm}}^n = -\frac{e\mathbf{v}}{4\pi R^3}, \quad (8.9)$$

$$\Delta \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (8.10)$$

$$\mathbf{A} = \frac{e\mathbf{v}}{cR(t)}, \quad (8.11)$$

$$\mathbf{H}_{\perp} = \text{rot } \mathbf{A} = \frac{e}{cR^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}], \quad (8.12)$$

$$\mathbf{H}_{\parallel} = -\text{div } \mathbf{A} = \frac{e}{cR^3} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}), \quad (8.13)$$

$$\mathbf{E}_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 0, \quad (8.14)$$

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} = -\frac{ev \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{v}. \quad (8.15)$$

Из формы записи уравнений (8.5), (8.12), (8.13), (8.14), (8.15) видно, что функциональные зависимости как для электрических \mathbf{E} , \mathbf{E}_0 , \mathbf{E}_1 , так и для магнитных \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} полей движущегося заряда e устанавливаются непосредственно через скалярный $\phi(\mathbf{r}, t)$ или векторный $\mathbf{A}(\mathbf{r}', t)$ потенциалы какой-либо одной единственной операции дифференцирования. А так как количество таких операций ограничено, то, в общем, всегда имеется возможность проверить применимость какой-либо следующей операции для определения возможности существования других новых полей. Тем более, что многие операции оказываются уже использованными. Например, выпишем возможные операции дифференцирования для скалярного $\phi(\mathbf{r}, t)$ (8.4) и векторного $\mathbf{A}(\mathbf{r}', t)$ (8.11) потенциалов в цилиндрической системе координат

$$-\text{grad } \phi = \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \mathbf{r}_0 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0 = \mathbf{E}, \quad (8.16)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} + \frac{\partial \phi(\mathbf{r}(t))}{\partial t}, \quad (8.17)$$

$$\text{rot } \mathbf{A} = -\frac{\partial A_x}{\partial x} \Phi_0 = \mathbf{H}_{\perp}, \quad (8.18)$$

$$-\text{div } \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} = \mathbf{H}_{\parallel}, \quad (8.19)$$

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{A}(t)}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}(t))}{\partial t}. \quad (8.20)$$

Из (8.18), (8.19) видно, что частные производные по координатам r и x векторного потенциала \mathbf{A} не выбирают еще всех возможных комбинаций градиентов $(\partial \mathbf{A} / \partial r)$ и $(\partial \mathbf{A} / \partial x)$ с единичными векторами \mathbf{r}_0 , Φ_0 , \mathbf{x}_0 . В частности, если для скаляра $|\mathbf{A}| = A_x$ векторного потенциала \mathbf{A} записать

$$\text{grad} |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) \mathbf{r}_0 + \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0, \quad (8.21)$$

то обнаруживаем, что изменение скаляра по направлению единичных векторов \mathbf{r}_0 , \mathbf{x}_0 также обнаруживают свойство градиентных полей и представляют собой не равные нулю векторные величины. Например, рассмотрим, как изменяются компоненты градиента $|\partial A_x / \partial r| \mathbf{r}_0| = (\partial A_x / \partial r)$ и $|\partial A_x / \partial x| \mathbf{x}_0| = (\partial A_x / \partial x)$ по направлениям, перпендикулярным исходным направлениям, т.е.

$$\text{grad}' |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) \mathbf{x}_0 + \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \mathbf{r}_0. \quad (8.22)$$

Знак штрих у градиента соответствует операции обращения единичных векторов \mathbf{r}_0 и \mathbf{x}_0 в (8.21). Запишем (8.21), (8.22) в виде четырех градиентов

$$\text{grad}_x |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0, \quad (8.23)$$

$$\text{grad}_r |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) \mathbf{r}_0, \quad (8.24)$$

$$\text{grad}'_x |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \mathbf{r}_0, \quad (8.25)$$

$$\text{grad}'_r |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) \mathbf{x}_0. \quad (8.26)$$

Еще одна компонента $(\partial A_x / \partial x) \Phi_0$, схожая с компонентой $(\partial A_x / \partial r) \Phi_0$ (8.18), будет рассмотрена отдельно. Таким образом, нерассмотренными операциями дифференцирования остаются операции (8.17), (8.23)–(8.26).

Рассмотрим сначала частные производные скалярного потенциала $\varphi(\mathbf{r}, t)$ (17). Частная производная по времени равна

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{e}{R} \right) = \frac{1}{R} \frac{\partial e}{\partial t} = \frac{i}{R}, \quad (8.27)$$

однако сказать что-либо определенное об этом выражении затруднительно. Что же касается второй частной производной (8.17), то она дает

$$\frac{\partial \phi(\mathbf{r}(t))}{\partial t} = (\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad})\phi = \mathbf{v}(\operatorname{grad}\phi) = -(\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}), \quad (8.28)$$

или, умножая левую и правую части на $1/c$, будем иметь

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) = H_{\parallel}, \quad (8.29)$$

что эквивалентно (8.13). Из совместного рассмотрения (8.13) и (8.29) может быть записано известное тождество

$$-\operatorname{div} \mathbf{A} \equiv H_{\parallel} \equiv -\frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (8.30)$$

которое именуется условием калибровки Лоренца [1, 2]. Как известно, условие калибровки Лоренца, записываемое в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

и имеющее глубокий физический смысл (8.13), (8.29), (8.30), используется в электродинамике всего лишь как дополнительное условие, единственный смысл которого – упростить уравнения до такой степени, чтобы можно было получить из него волновое уравнение [3, 4]. Более того, в некоторых работах [5, 6 и др.] условие (8.30) записывается даже в виде уравнения

$$\operatorname{div} \mathbf{A} - \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0, \quad (8.31)$$

и тем самым искусственно уничтожается все физическое содержание членов (8.13), (8.29) этого уравнения. Одновременно этим самым исключается и сама возможность существования у движущегося заряда аксиального скалярного магнитного поля H_{\parallel} . В какой-то степени условие Лоренца (8.30), (8.31), возможно, сыграло свою отрицательную роль в физике, что у движущегося заряда было потеряно еще одно присущее ему магнитное поле.

Таким образом, анализ частных производных от скалярного потенциала ϕ (8.17) позволяет вновь убедиться в том, что аксиальное магнитное поле H_{\parallel} представляет собой определенную физическую реальность и что уравнение (8.29), аналогично как и уравнения (8.5), (8.12)–(8.15), посредством одной операции дифференцирования вновь определяет собой поле заряда. Возможность определения одного и того же поля H_{\parallel} (8.29) посредством еще одной операции дифференцирования (8.13) говорит лишь об общности ма-

тематических методов. Можно показать, что как операция дифференцирования $\operatorname{div} \mathbf{A}$ (8.13), так и операция дифференцирования $(\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}) \phi$ (8.28) содержит один и тот же градиент функции $\partial(1/R)/\partial x$ и, вполне естественно, что, подобрав соответствующий коэффициент $(1/c)$, можно получить одинаковый результат для (8.13), (8.29). Из общности математических методов следует обратить внимание на тот факт, что один и тот же градиент или одна и та же частная производная $(\partial\phi/\partial x)$ как скалярного ϕ , так и векторного \mathbf{A} поля определяет один и тот же тип поля. Для скалярного потенциала ϕ движущегося заряда e в выражении (8.28) не равным нулю градиентом функции ϕ является только компонента его $(\partial\phi/\partial x)\mathbf{x}_0$, однако, вообще-то, и другая частная производная $(\partial\phi/\partial r)$ функции ϕ при движении заряда e по оси x (в цилиндрической системе координат) также не равна нулю. Если для частной производной (8.28), которую можно записать в виде

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} = \mathbf{v} \frac{\partial\phi}{\partial x} \mathbf{x}_0, \quad (8.32)$$

при неизменном направлении вектора скорости \mathbf{v} и единичного вектора \mathbf{x}_0 , заменить градиент $(\partial\phi/\partial x)$ на $(\partial\phi/\partial r)$

$$\mathbf{v} \cdot \operatorname{grad}'_r \phi = \mathbf{v} \left(\frac{\partial\phi}{\partial r} \right) \mathbf{x}_0, \quad (8.33)$$

то можно обнаружить

$$\frac{1}{c} \operatorname{grad}'_r \phi = \frac{\mathbf{v}}{c} \left(\frac{e \sin \varphi}{R^2} \right) \mathbf{x}_0 = \frac{1}{c} (vE \sin \varphi) = |\mathbf{H}_\perp|, \quad (8.34)$$

где φ – угол между векторами \mathbf{v} и \mathbf{R} . То есть, опять же, выражение (8.34) (по модулю) соответствует уже найденному посредством другой операции дифференцирования выражению \mathbf{H}_\perp (8.12). Появление модуля в (8.34) отражает собой формальный характер направления вектора магнитного поля \mathbf{H}_\perp . Из проведенной операции перестановки градиентов $(\partial\phi/\partial x)$ и $(\partial\phi/\partial r)$ непосредственно следует, что полученное таким образом выражение (8.34) также соответствует реальному градиентному полю, но уже другого типа. Для наглядного представления сущности перестановки, запишем (8.29) и (8.34) в симметричном виде

$$\frac{\mathbf{v}}{c} \operatorname{grad}_x \phi = \frac{\mathbf{v}}{c} \left(\frac{\partial\phi}{\partial r} \right) \mathbf{x}_0 = H_{||}, \quad (8.35)$$

$$\frac{\mathbf{v}}{c} \operatorname{grad}'_r \phi = \frac{\mathbf{v}}{c} \left(\frac{\partial\phi}{\partial r} \right) \mathbf{x}_0 = |\mathbf{H}_\perp|. \quad (8.36)$$

Из (8.35), (8.36) видно, что для природы одного или другого типа магнитных полей основное значение имеет, какая частная производная по координате принимается во внимание. Остается непонятной только взаимосвязь векторов \mathbf{v} , \mathbf{x}_0 и частных производных между собой.

2. Магнитные взаимодействия в градиентных электрических полях

Для исследования градиентных полей (8.23)–(8.26) от векторного потенциала $|\mathbf{A}|$ выпишем значения компонент векторного потенциала \mathbf{A} (8.11)

$$A_x = \frac{ev}{cR}, \quad (8.37)$$

$$A_r = 0, \quad (8.38)$$

$$A_\phi = 0 \quad (8.39)$$

и подстановкой их в (8.23)–(8.26) убедимся, что получаемые выражения не равны нулю:

$$\text{grad}_x |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0 = - \frac{ev \cos \varphi}{cR^2} \mathbf{x}_0, \quad (8.40)$$

$$\text{grad}_r |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) \mathbf{r}_0 = - \frac{ev \sin \varphi}{cR^2} \mathbf{r}_0, \quad (8.41)$$

$$\text{grad}'_x |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial x} \right) \mathbf{r}_0 = - \frac{ev \cos \varphi}{cR^2} \mathbf{r}_0, \quad (8.42)$$

$$\text{grad}'_r |\mathbf{A}| = \left(\frac{\partial A_x}{\partial r} \right) \mathbf{x}_0 = - \frac{ev \sin \varphi}{cR^2} \mathbf{x}_0, \quad (8.43)$$

где φ – угол между направлением единичного вектора \mathbf{x}_0 и радиусом-вектором \mathbf{R} . Из сопоставления выражений (8.40)–(8.43) убеждаемся в том, что по своему виду они не похожи друг на друга. Однако из одного вида этих выражений трудно сказать что-либо определенное о конкретной физической сущности их. Единственно, что можно сказать об этих полях, так это то, что если они реально существуют, то они должны, очевидно, каким-то образом проявиться во взаимодействиях движущихся зарядов.

Подвергнем исследованию функциональную зависимость для полной результирующей силы взаимодействия между движущимися со скоростями \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 зарядами e_1 и e_2 , которая записывается в виде [5]

$$\mathbf{F}_0 = \mathbf{E}_1 e_2 + \frac{e_3}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp 1}] + \frac{e_2}{c} (\mathbf{v}_2 \cdot H_{\parallel 1}). \quad (8.44)$$

Первый член справа отражает обычное кулоновское взаимодействие между зарядами e_1 и e_2 и может быть исключен из рассмотрения. Принимая во внимание (8.12), (8.13), перепишем (8.44)

$$\mathbf{F} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} [\mathbf{v}_2 \times [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{R}]] + \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_2 \cdot (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}) \}. \quad (8.45)$$

Исключая из (8.45) двойное векторное произведение

$$[\mathbf{v}_2 \times [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{R}]] = \{ \mathbf{v}_1 \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \} - \{ \mathbf{R} \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \},$$

для (8.45) можно записать

$$\mathbf{F} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_1 \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \} + \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_2 \cdot (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}) \} - \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{R} \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}. \quad (8.46)$$

Предположим, что заряд e_2 находится на расстоянии R от заряда e_1 и движется параллельно с ним по оси x с одинаковой скоростью $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 = \mathbf{v}$ (рис. 43). В этом случае, учитывая $\cos \varphi_1 = -\cos (180^\circ - \varphi_2)$, для скалярного произведения в первом и во втором члене (8.46) можно записать

$$\mathbf{F}' = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_1 \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \} - \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_1 \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \} - \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{R} \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}. \quad (8.47)$$

Окончательно для магнитного взаимодействия двух движущихся параллельно с одинаковыми скоростями зарядов e_1 и e_2 устанавливаем

$$\mathbf{F}' = -\frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{R} \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}. \quad (8.48)$$

Ввиду параллельности движения и одинаковости скоростей $\mathbf{v}_1 = \mathbf{v}_2 = \mathbf{v}$, для (8.48) можно еще записать

$$\mathbf{F}' = -\frac{e_2 e_1 v^2}{c^2 R^3} \mathbf{R}. \quad (8.49)$$

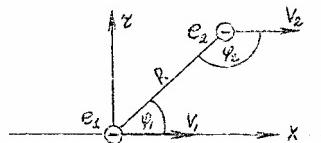


Рис. 43

Из функциональной зависимости (8.49) видно, что на неизменном расстоянии R от движущегося заряда e_1 или, другими словами, на расстоянии R в

системе координат K' , связанной с движущимся зарядом e_1 , любой пробный одноименный заряд e_2 , покоящийся в системе K' , испытывает силу \mathbf{F}' «магнитного» притяжения к заряду e_1 , направленную по радиусу-вектору \mathbf{R} . Однако, если заряд e_2 , находящийся на расстоянии R от заряда e_1 в движущейся системе координат K' , испытывает силу притяжения \mathbf{F}' (8.49) со стороны другого заряда e_1 , то это можно интерпретировать еще как существование в пространстве около движущегося равномерно и прямолинейно заряда e_1 в движущейся вместе с ним системе координат K' электрического поля $\mathbf{E}_{\text{тр}}$, т.е.

$$\mathbf{F}' = -e_2 \left(\frac{e_1 v^2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \right) = e_2 \mathbf{E}_{\text{тр1}}. \quad (8.50)$$

Основное свойство электрического поля $\mathbf{E}_{\text{тр1}}$ (8.50) таково, что оно имеет указанную величину

$$\mathbf{E}_{\text{тр1}} = -\frac{e_1 v^2}{c^2 R^3} \mathbf{R} \quad (8.51)$$

только в движущейся системе координат K' , связанной с самим зарядом e_1 . По своему направлению электрическое поле $\mathbf{E}_{\text{тр1}}$ (8.51) совпадает с кулоновским электрическим полем \mathbf{E} (но вектор поля $\mathbf{E}_{\text{тр1}}$ направлен по радиусу-вектору R противоположно вектору поля \mathbf{E}), однако по величине существенно отлично от него. Разложим вектор электрического поля $\mathbf{E}_{\text{тр1}}$ (8.51) на две составляющие, направленные по оси x и по оси r

$$\mathbf{E}_{\text{тр1}} = -\frac{e_1 v^2 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0 - \frac{e_1 v^2 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (8.52)$$

3. Физическая сущность магнитного взаимодействия движущихся зарядов

Сравнивая составляющие электрического поля $\mathbf{E}_{\text{тр1}}$ (8.52) с выражениями (8.40), (8.41), обнаруживаем определенные сходства между ними. Если в (8.40), (8.41) ввести коэффициенты (v/c) , где вводимая скорость v параллельна скорости v_1 заряда e_1 , то для компонент поля $\mathbf{E}_{\text{тр1}}$ (8.52) можно еще записать

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{v}}{c} \operatorname{grad}_x |\mathbf{A}| = -\frac{v e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (8.53)$$

$$\mathbf{b} = \frac{\mathbf{v}}{c} \operatorname{grad}_r |\mathbf{A}| = -\frac{v e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (8.54)$$

что полностью эквивалентно (8.52). Так как в выражениях (8.40), (8.41) скорость v_1 принадлежит первому заряду e_1 , то вводимая в (8.53), (8.54) скорость v должна принадлежать второму заряду e_2 , т.е.

$$\mathbf{a}_1 = \frac{v_2}{c} \operatorname{grad}_x |\mathbf{A}| = -\frac{v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (8.55)$$

$$\mathbf{b}_1 = \frac{v_2}{c} \operatorname{grad}_r |\mathbf{A}| = -\frac{v_2 e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0. \quad (8.56)$$

В записи (8.55), (8.56) формулы приобретают уже значительно большую общность и обнаруживают непосредственную зависимость полей \mathbf{a}_1 и \mathbf{b}_1 от компонент градиента модуля векторного потенциала $|\mathbf{A}|$, что позволяет определить их как градиентные электрические поля \mathbf{a}_1 и \mathbf{b}_1 . Функциональным зависимостям для градиентных электрических полей \mathbf{a}_1 и \mathbf{b}_1 легко найти теперь физическую интерпретацию, которая заключается в том, что в пространстве около движущегося со скоростью v_1 заряда e_1 индуцируются градиентные электрические поля \mathbf{a}_1 и \mathbf{b}_1 (8.55), (8.56), природа которых такова, что они проявляют взаимодействие с пробным зарядом e_2 только в том случае, если пробный заряд e_2 также движется параллельно заряду e_1 со скоростью v_2 . При скорости $v_2 = 0$ градиентные поля \mathbf{a}_1 и \mathbf{b}_1 оказываются равными нулю. При движении заряда e_2 в обратном направлении (или при смене знака заряда e_1) знак полей \mathbf{a}_1 и \mathbf{b}_1 меняется на обратный. Причем по природе своей градиентные электрические поля \mathbf{a}_1 и \mathbf{b}_1 оказываются существенно отличными друг от друга и определяют собой два типа градиентных электрических полей. Отличие это заключается в том, что на любой пробный заряд e_2 , движущийся со скоростью v_2 , параллельной скорости v_1 заряда e_1 , и находящийся в рассматриваемый момент времени t в точке N (рис. 44), градиентное электрическое поле \mathbf{b}_1 от заряда e_1 будет действовать по направлению, перпендикулярному скорости v_2 движения пробного заряда e_2 с силой \mathbf{F}_{\perp} , между тем как градиентное электрическое поле \mathbf{a}_1 от заряда e_1 будет действовать на этот же пробный заряд e_2 по направлению его скорости движения v_2 или против с силой \mathbf{F}_{\parallel} . Причем результирующая сила \mathbf{F}_1 действия этих двух типов градиентных электрических полей будет всегда направлена по радиусу к движущемуся заряду e_1 либо по радиусу от него. Может пока-

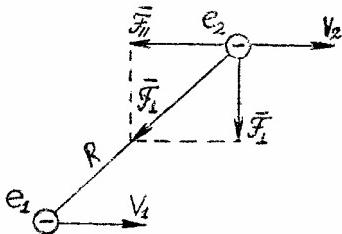


Рис. 44

заться, что введение в (8.55), (8.56) обязательного условия параллельности движения зарядов e_1 и e_2 слишком условно, и, с физической точки зрения, подобные ограничения необъяснимы. Однако, если вновь обратиться к формуле (8.44), (8.46) для полного магнитного взаимодействия двух движущихся со скоростями \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 зарядов e_1 и e_2 и, с учетом (8.50), (8.52)–(8.56), переписать ее в виде

$$\mathbf{F} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_1 \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \} + \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_2 \cdot (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}) \} - e_2 (\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1), \quad (8.57)$$

то становится понятным, что если в последнем члене в скобках скорость v'_2 будет не параллельна скорости v_1 , т.е.

$$(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1) = \frac{e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{R} \cdot (\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}, \quad (8.58)$$

то из скалярного произведения

$$(\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{v}_1) = v'_2 v_1 \cos \gamma = v_2 v_1$$

следует, что в градиентных электрических полях \mathbf{a}_1 , \mathbf{b}_1 (8.55), (8.56) будет фигурировать только компонента v_2 скорости v'_2 , которая опять же параллельна скорости v_1 заряда e_1 . Таким образом, выбранное условие параллельности движения зарядов e_1 и e_2 оказывается вполне обоснованным, и именно благодаря его удается выделить два типа градиентных электрических

полей \mathbf{a}_1 , \mathbf{b}_1 (8.55), (8.56) в виде самостоятельных электрических полей движущегося заряда e_1 .

4. Практические примеры магнитного взаимодействия в градиентных электрических полях

Рассмотрим случай, когда пробный заряд e_2 движется в градиентных электрических полях заряда e_1 в направлении, перпендикулярном к скорости движения заряда e_1 (рис. 45). Для силы \mathbf{F}_1 (8.50) взаимодействия заряда e_2 с градиентными полями \mathbf{a} и \mathbf{b} из (8.57), (8.58) непосредственно устанавливаем

$$\mathbf{F}_1 = e_2(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}) = 0, \quad (8.59)$$

откуда следует

$$\mathbf{a} = 0, \quad (8.60)$$

$$\mathbf{b} = 0. \quad (8.61)$$

Чтобы (8.60), (8.61) не вызывало сомнений, запишем (8.55), (8.56), с учетом $(\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{v}_1) = \mathbf{v}'_2 \mathbf{v}_1 \cos \gamma = v_2 v_1$, в виде

$$\mathbf{a}_1 = -\frac{e_1(\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{v}_1) \cos \varphi}{c^2 R^3} \mathbf{x}_0, \quad (8.62)$$

$$\mathbf{b}_1 = -\frac{e_1(\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{v}_1) \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0. \quad (8.63)$$

Так как при $\mathbf{v}'_2 \perp \mathbf{v}_1$ имеем $(\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{v}_1) = 0$, то мы вновь приходим к (8.60), (8.61). Следует отметить, что в случае (8.62), (8.63) для аналогичных градиентных электрических полей \mathbf{a}_2 и \mathbf{b}_2 от движущегося заряда e_2 в точке нахождения заряда e_1 будем иметь

$$\mathbf{a}_2 = -\frac{e_2(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}'_2) \cos \varphi'}{c^2 R^3} \mathbf{x}'_0, \quad (8.64)$$

$$\mathbf{b}_2 = -\frac{e_2(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}'_2) \sin \varphi'}{c^2 R^2} \mathbf{r}'_0, \quad (8.65)$$

где угол φ' и единичные векторы \mathbf{x}'_0 , \mathbf{r}'_0 рассматриваются в цилиндрической системе координат с осью x' , совпадающей с направлением движения заряда e_2 . Однако, несмотря на то, что сила \mathbf{F}_1 (8.50), (8.59) взаимодействия движущегося заряда e_2 с градиентными электрическими полями \mathbf{a}_1 и \mathbf{b}_1 заряда

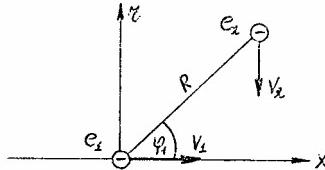


Рис. 45

e_1 оказывается равной нулю, тем не менее, из (8.46), (8.57) для магнитного взаимодействия между зарядами e_2 и e_1 находим

$$\mathbf{F}_2 = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_1 \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \} + \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_2 \cdot (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}) \} \quad (8.66)$$

или

$$\mathbf{F}_2 = e_2 (\mathbf{B}_1 + \mathbf{A}_1), \quad (8.67)$$

где \mathbf{A}_1 и \mathbf{B}_1 – какие-то уже другие градиентные электрические поля, для которых можно записать

$$\mathbf{A}_1 = \frac{e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_2 \cdot (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R}) \}, \quad (8.68)$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_1 \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \}. \quad (8.69)$$

При условии $(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{v}_2) = 0$ скалярное произведение векторов $(\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{R})$ и $(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R})$, в общем, могут иметь произвольные значения, поэтому перепишем (8.68), (8.69) в виде

$$\mathbf{A}_1 = -\frac{e_1 \mathbf{v}_2 \mathbf{v}_1 \cos \varphi}{c^2 R^2}, \quad (8.70)$$

$$\mathbf{B}_1 = -\frac{e_1 \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 \sin \varphi}{c^2 R^2}. \quad (8.71)$$

Вводя единичные векторы \mathbf{x}_0 и \mathbf{r}_0 , для (8.70), (8.71) окончательно будем иметь

$$\mathbf{A}_1 = -\frac{\mathbf{v}_2 e_1 \mathbf{v}_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (8.72)$$

$$\mathbf{B}_1 = -\frac{\mathbf{v}_2 e_1 \mathbf{v}_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (8.73)$$

Сравнивая (8.72), (8.73) с (8.42), (8.43), обнаруживаем их сходство, используя которое для градиентных электрических полей \mathbf{A}_1 и \mathbf{B}_1 , аналогично (8.53), (8.54), можно записать

$$\mathbf{A}_1 = \frac{v_2}{c} \operatorname{grad}'_x |\mathbf{A}| = -\frac{v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (8.74)$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{v_2}{c} \operatorname{grad}_r |\mathbf{A}| = -\frac{v_2 e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (8.75)$$

Таким образом, и другая пара градиентных электрических полей \mathbf{A}_1 , \mathbf{B}_1 отражает вполне определенные закономерности реального явления взаимодействия движущихся зарядов. Для определения свойств полей \mathbf{A}_1 и \mathbf{B}_1 допустим, что в какой-то момент времени t угол φ (рис. 45) оказался равным нулю. В этом случае в точке нахождения заряда e_2 градиентное электрическое поле \mathbf{B}_1 от заряда e_1 оказывается равным нулю, между тем как градиентное электрическое поле \mathbf{A}_1 в этой же точке принимает максимальное значение, и на движущийся заряд e_2 со стороны этого поля будет действовать сила

$$\mathbf{F}_2 = e_2 \mathbf{A}_1 = -\frac{e_2 v_2 e_1 v_1}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (8.76)$$

направление которой совпадает с направлением движения заряда e_2 . Учитывая, что единичный вектор \mathbf{r}_0 противоположен направлению скорости \mathbf{v}_2 движения заряда e_2 , для (8.76) можно еще записать

$$\mathbf{F}_2 = e_2 \mathbf{A}_1 = \frac{e_2}{c} \left\{ \mathbf{v}_2 \left(\frac{\mathbf{v}_1}{c} \mathbf{E}_1 \right) \right\} = \frac{e_2}{c} (\mathbf{v}_2 \cdot H_{||}). \quad (8.77)$$

Сравнивая (8.43) с (8.77), устанавливаем, что градиентное электрическое поле \mathbf{A}_1 полностью обуславливает собой взаимодействие заряда e_2 со скалярным аксиальным магнитным полем $H_{||}$ (8.13) движущегося заряда e_1 , и направление действия силы \mathbf{F}_2 совпадает с направлением движения заряда e_2 . Следовательно, градиентное электрическое поле \mathbf{A}_1 по своим свойствам схоже с градиентным электрическим полем \mathbf{a}_1 , и оба этих электрических поля \mathbf{a}_1 , \mathbf{A}_1 образуют пару градиентных полей одной природы. Аналогичные рассуждения, при допущении $\varphi = 90^\circ$, показывают, что градиентное электрическое поле \mathbf{B}_1 по своим свойствам схоже с градиентным электрическим полем \mathbf{b}_1 , и действие этого поля на движущийся заряд e_1 создает силу \mathbf{F}'_2 , которая перпендикулярна к скорости движения заряда e_2 . Следовательно, оба этих градиентных электрических поля \mathbf{b}_1 и \mathbf{B}_1 образуют другую пару градиентных электрических полей, по природе своей отличную от первой пары полей \mathbf{a}_1 и \mathbf{A}_1 .

Таким образом, из рассмотренного следует, что все четыре типа градиентных электрических полей \mathbf{a}_1 , \mathbf{A}_1 , \mathbf{b}_1 , \mathbf{B}_1 способны проявляться в отдельности, что подчеркивает их некоторую обособленность. Для иллюстрации сказанного приведем несколько поясняющих рисунков. Например, в случае, приведенном на рис. 46, для градиентных электрических полей \mathbf{b}_1 , \mathbf{A}_1 , \mathbf{B}_1 имеем

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{b}_1 = 0 \\ \mathbf{A}_1 = 0 \\ \mathbf{B}_1 = 0 \end{array} \right\}, \quad (8.78)$$

и на движущийся заряд e_2 будет действовать только градиентное электрическое поле \mathbf{a}_1 , т.е.

$$\mathbf{F}'_1 = e_2 \mathbf{a}_1 \neq 0. \quad (8.79)$$

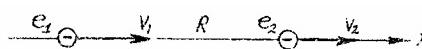


Рис. 46

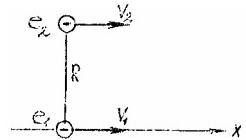


Рис. 47

Для случая, представленного на рис. 47, соответственно будем иметь

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{a}_1 = 0 \\ \mathbf{A}_1 = 0 \\ \mathbf{B}_1 = 0 \end{array} \right\}, \quad (8.80)$$

а также

$$\mathbf{F}''_1 = e_2 \mathbf{b}_1 \neq 0. \quad (8.81)$$

Аналогично, и для случая, представленного на рис. 48, получим

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{a}_1 = 0 \\ \mathbf{b}_1 = 0 \\ \mathbf{B}_1 = 0 \end{array} \right\} \quad (8.82)$$

и, соответственно,

$$\mathbf{F}'_2 = e_2 \mathbf{A}_1 \neq 0. \quad (8.83)$$

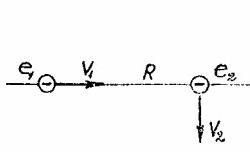


Рис. 48

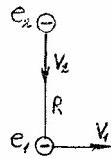


Рис. 49

И, наконец, для случая, представленного на рис. 49, устанавливаем

$$\left. \begin{array}{l} \mathbf{a}_1 = 0 \\ \mathbf{b}_1 = 0 \\ \mathbf{A}_1 = 0 \end{array} \right\} \quad (8.84)$$

и

$$\mathbf{F}''_1 = e_2 \mathbf{B}_1 \neq 0. \quad (8.85)$$

Если теперь, с учетом (8.58), (8.68), (8.69), функциональную зависимость (8.43), (8.44), (8.46) для магнитного взаимодействия двух произвольно движущихся зарядов e_1 и e_2 записать в виде

$$\mathbf{F} = e_2 (\mathbf{B}_1 - \mathbf{a}_1 - \mathbf{b}_1) + e_2 (\mathbf{A}_1), \quad (8.86)$$

где

$$\mathbf{F}_\perp = e_2 (\mathbf{B}_1 - \mathbf{a}_1 - \mathbf{b}_1) = e_2 \left\{ \frac{1}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp 1}] \right\}, \quad (8.87)$$

$$\mathbf{F}_\parallel = e_2 \mathbf{A}_1 = e_2 \left\{ \frac{1}{c} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{H}_{\parallel 1}) \right\}, \quad (8.88)$$

то можно сделать уже весьма интересные выводы. В частности, из (8.87) следует, что известное радиальное магнитное поле \mathbf{H}_\perp частично обусловливается градиентным электрическим полем \mathbf{a}_1 , природа которого соответствует природе градиентного поля \mathbf{A}_1 , соответствующего природе магнитного поля \mathbf{H}_\parallel (8.88). Чтобы убедиться в этом, рассмотрим взаимодействие двух движущихся параллельно зарядов e_1 и e_2 в положении их, представленном на рис. 44. Согласно современным представлениям, как это следует из формулы Лоренца

$$\mathbf{F}'_{\perp} = \frac{e_2}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp 1}] \quad (8.89)$$

вектор магнитного поля $\mathbf{H}_{\perp 1}$ перпендикулярен к плоскости рисунка, а так как вектор скорости \mathbf{v}_2 оказывается перпендикулярным к вектору $\mathbf{H}_{\perp 1}$, то вектор силы \mathbf{F}'_{\perp} направлен перпендикулярно к направлению движения заряда e_2 . Такова, в общем, интерпретация формальной сущности формулы Лоренца (8.89). Однако, если двойное векторное произведение, согласно правилам разложения его, представить в виде

$$\mathbf{F}'_{\perp} = \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{v}_1 \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{R}) \} - \frac{e_2 e_1}{c^2 R^3} \{ \mathbf{R} \cdot (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}, \quad (8.90)$$

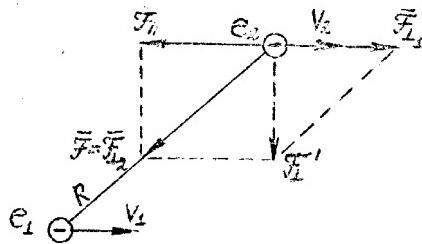


Рис. 50

то даже из этой формулы можно усмотреть, что первый член ее справа дает силу $\mathbf{F}_{\perp 1}$, направленную по направлению движения заряда e_2 (рис. 50), а второй член дает силу $\mathbf{F}_{\perp 2}$, направленную по радиусу-вектору \mathbf{R} . Результирующая же этих двух сил $\mathbf{F}_{\perp 1}$ и $\mathbf{F}_{\perp 2}$, без учета третьей силы $\mathbf{F}_{\parallel 1}$ (8.86), (8.88), равной и противоположно направленной силе $\mathbf{F}_{\perp 1}$, действительно оказывается перпендикулярной к скорости движения заряда e_2 . Однако, если учесть еще силу $\mathbf{F}_{\parallel 1}$ (8.86), (8.88), то действительное направление результирующей силы \mathbf{F} (8.86) будет направленным уже не перпендикулярно к направлению движения заряда e_2 , как это следует из (8.89), а по радиусу-вектору \mathbf{R} в направлении к заряду e_1 .

Таким образом, установление существования 4-х типов градиентных электрических полей **a**, **A**, **b**, **B** движущегося заряда e существенно углубляет понимание физики явления магнитного взаимодействия движущихся зарядов друг с другом, а также раскрывает, в какой-то степени, и природу двух типов магнитных полей H_{\parallel} , \mathbf{H}_{\perp} движущихся зарядов. Если систему

уравнений для градиентных электрических полей $\mathbf{a}_1, \mathbf{A}_1, \mathbf{b}_1, \mathbf{B}_1$ представить в общем виде

$$\mathbf{a}_1 = \frac{v_2}{c} \operatorname{grad}_x |\mathbf{A}| = \frac{1}{c} \{E_1 \cos \varphi (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1)\} \mathbf{x}_0, \quad (8.91)$$

$$\mathbf{A}_1 = \frac{v_2}{c} \operatorname{grad}'_x |\mathbf{A}| = \frac{1}{c} \{\mathbf{v}_2 (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{E}_1)\}, \quad (8.92)$$

$$\mathbf{b}_1 = \frac{v_2}{c} \operatorname{grad}_r |\mathbf{A}| = \frac{1}{c} \{E_1 \sin \varphi (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1)\} \mathbf{r}_0, \quad (8.93)$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{v_2}{c} \operatorname{grad}'_r |\mathbf{A}| = \frac{1}{c} \{\mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{E}_1)\}, \quad (8.94)$$

то из совместного рассмотрения (8.91)–(8.94) можно сформулировать уже определенные свойства градиентных электрических полей движущегося заряда e_1 и закономерности их проявления, которые сводятся к следующему:

1) при движении пробного заряда e_2 в любом направлении в градиентном поле $(\partial \mathbf{A} / \partial r)$ от другого заряда e_1 (в полях типа $\mathbf{b}_1, \mathbf{B}_1$) возникает сила \mathbf{F}_{\perp} , направленная перпендикулярно к скорости движения v_2 пробного заряда e_2 ;

градиентное электрическое поле типа $(\partial \mathbf{A} / \partial r)$ на оси x , по которой движется заряд e_1 , индуцирующий это поле, равно нулю;

2) при движении пробного заряда e_2 в любом направлении в градиентном поле $(\partial \mathbf{A} / \partial x)$ другого заряда e_1 (в полях типа $\mathbf{a}_1, \mathbf{A}_1$) возникает сила \mathbf{F}_{\parallel} , направленная по направлению движения пробного заряда e_2 или против;

градиентное электрическое поле типа $(\partial \mathbf{A} / \partial x)$ на плоскости, перпендикулярной к направлению движения заряда e_1 и пересекающей его, равно нулю.

Из сформулированных таким образом закономерностей следует, казалось бы, возможность попарного объединения градиентных электрических полей $\mathbf{a}_1, \mathbf{A}_1$ и $\mathbf{b}_1, \mathbf{B}_1$ в два типа поля вместо четырех. Однако естественное разделение полей $\mathbf{b}_1, \mathbf{B}_1, \mathbf{a}_1$ и \mathbf{A}_1 в экспериментально измеряемом магнитном

взаимодействии через одно радиальное (векторное) магнитное поле \mathbf{H}_{\perp} (8.87) и в магнитном взаимодействии через одно аксиальное (скалярное) магнитное поле H_{\parallel} (8.88) в общем магнитном взаимодействии (8.86) движущихся зарядов e_1 и e_2 свидетельствует в пользу того, что подобное объединение является, очевидно, неестественным для рассматриваемых явлений электромагнетизма.

Анализируя установленные выше функциональные зависимости (8.91)–(8.94) для градиентных электрических полей \mathbf{a}_1 , \mathbf{b}_1 , \mathbf{A}_1 , \mathbf{B}_1 движущегося заряда e_1 и принимая во внимание удовлетворительное количественное совпадение результатов взаимодействия через эти поля с результатами взаимодействия движущихся зарядов e_1 и e_2 с известными магнитными полями \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} , можно сделать вывод, что общепринятые понятия о магнитных полях \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} движущегося заряда e представляют собой лишь определенный формализм, позволяющий описывать явление взаимодействия движущихся зарядов между собой и выражать это взаимодействие в более компактной функциональной форме (8.43). Однако, следует отметить, что некоторые удобства подобного формализма достигаются за счет того, что, оперируя понятиями о магнитных полях \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} движущегося заряда e , мы оказываемся лишенными возможности понять действительную физику явления взаимодействия движущихся зарядов. Кроме того, из сопоставления зависимостей (8.12), (8.13), (8.43) с (8.91)–(8.94), (8.86) видно, что определение градиентных электрических полей (8.91)–(8.94) посредством, опять же, одной операции дифференцирования, примененной к векторному потенциалу \mathbf{A} , сразу же позволяет определить те поля, которые непосредственно повинны в появлении сил взаимодействия между движущимися зарядами, между тем как использование операции дифференцирования векторного потенциала \mathbf{A} в виде (8.12), (8.13) позволяет определить только лишь промежуточные параметры \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} , и для определения истинных полей (8.91)–(8.94) оказывается необходимым проведение еще одной дополнительной математической операции – векторного или скалярного умножения полей \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} на коэффициент (v_2/c) , т.е.

$$(\mathbf{B} - \mathbf{b} - \mathbf{a}) = \left[\frac{\mathbf{v}_2}{c} \times \mathbf{H}_{\perp} \right], \quad (8.95)$$

$$\mathbf{A} = \left(\frac{\mathbf{v}_2}{c} \cdot H_{\parallel} \right). \quad (8.96)$$

Есть еще одно весьма существенное отличие полей \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} от полей \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{A} , \mathbf{B} , которое особенно наглядно характеризует формализм с направлением

вектора радиального магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} . В частности, из уравнений (8.91)–(8.94) действительных полей, обусловливающих так называемое полное магнитное взаимодействие между двумя зарядами, непосредственно видно, что никакого действительного вектора \mathbf{H}_{\perp} , перпендикулярного к плоскости действия сил зарядов и направления их скоростей, в действительности не существует. Все действия полей (8.91)–(8.94) оказываются в плоскости ско

ростей движения данных зарядов. Если же скорости зарядов e_1 и e_2 не находятся в одной плоскости, то во взаимодействии участвуют только компоненты этих скоростей, которые лежат в одной плоскости.

Для того чтобы удостовериться в реальности существования градиентных электрических полей \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{A} , \mathbf{B} (8.91)–(8.94), проверим применимость их для реально осуществимого на опыте случая взаимодействия пробного заряда e_2 с линейным током i достаточно длинного проводника. Для суммарного значения поля \mathbf{b}_0 на расстоянии r от проводника с током i в этом случае можно будет записать

$$\mathbf{b}_0 = \frac{v_2 v_1 \sigma_1}{c^2} \mathbf{r}_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \varphi \, dx}{(x^2 + r^2)} = \frac{2v_2 v_1 \sigma_1}{c^2 r} \mathbf{r}_0, \quad (8.97)$$

где $\sigma_1 \, dx = dq_1$ – заряд тока на участке dx . Откуда для силы взаимодействия заряда e_2 , движущегося со скоростью v_2 параллельно проводнику с током i , с суммарным градиентным электрическим полем \mathbf{b}_0 будем иметь

$$\mathbf{F}_\perp = e_2 \mathbf{b}_0 = \frac{2e_2 v_2 v_1 \sigma_1}{c^2 r} \mathbf{r}_0. \quad (8.98)$$

Можно показать, что то же самое значение силы \mathbf{F}_\perp получается и из формулы Лоренца (8.89)

$$\mathbf{F}_\perp = \frac{e_2}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp 1}] = \frac{2e_2 v_2 v_1 \sigma_1}{c^2 r} \mathbf{r}_0. \quad (8.99)$$

Однако аналогичные расчеты для суммарного градиентного поля \mathbf{a}_0 вблизи проводника с током i дают

$$\mathbf{a}_0 \equiv 0. \quad (8.100)$$

Для суммарного же градиентного поля \mathbf{B}_0 линейного тока i на расстоянии r от него устанавливаем

$$\mathbf{B}_0 = \frac{2v_2 v_1 \sigma_1}{c^2 r} \mathbf{x}_0, \quad (8.101)$$

в то время как для суммарного градиентного поля \mathbf{A}_0 этого же линейного тока i на расстоянии r от него вновь имеем

$$\mathbf{A}_0 \equiv 0. \quad (8.102)$$

Таким образом, из (8.97), (8.101) и (8.100), (8.102) видно, что природа двух типов градиентных полей \mathbf{b} и \mathbf{B} проявляется обособленно только для случая

линейных бесконечных токов (или достаточно протяженных токов), а так как эти два типа полей отражают собой существование магнитных взаимодействий зарядов с токами, то этим, возможно, можно объяснить большую практическую приемлемость формального представления об одном радиальном (векторном) магнитном поле как в классической, так и в современной электродинамике.

Выводы

В заключение можно отметить, что рассмотренные в этой книге свойства градиентных электрических полей **a**, **b**, **A**, **B** действительно отражают определенные физические свойства движущихся зарядов. Вполне возможно ожидать, что исследование всех частных производных параметров полей по различным направлениям относительно выбранного направления движения электрического заряда может способствовать более глубокому раскрытию физики явления взаимодействия движущихся зарядов между собой, что сможет существенно дополнить проведенные исследования и выявить новые неизвестные ранее закономерности. И при этом особенно перспективным следует рассматривать привязку градиентных электрических полей всех типов с градиентными полями деформации в вакуумной среде реального околоземного пространства.

Литература

1. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1975.
2. Новожилов Ю.В., Яппа Ю.А. Электродинамика. – М.: Наука, 1978.
3. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Кн. 6. – М.: Мир, 1977.
4. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976.
5. Николаев Г.В. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда. IV. Деп. в ВИНТИ, № 528-79 | – Известия ВУЗов, Физика, N 9, 1980, 126 с.

**Глава 9. О природе вихревых градиентных электрических полей
равномерно движущегося заряда**

(1985 г.)

**1. Вихревые градиентные электрические поля в параллельно
движущихся системах отсчета**

Рассмотрим электрический заряд e_1 , движущийся равномерно и прямо-линейно со скоростью v_1 ($v \ll c$) относительно неподвижной лабораторной системы отсчета. Основные электромагнитные характеристики движущегося заряда e_1 в этом случае, согласно [1–3], имеют вид

$$\varphi_1 = \frac{e_1}{R(t)}, \quad (9.1)$$

$$\mathbf{E}_1 = -\operatorname{grad} \varphi_1 = \frac{e_1}{R^3(t)} \mathbf{R}(t), \quad (9.2)$$

$$\mathbf{A}_1 = \frac{e_1 \mathbf{v}_1}{c R(t)}, \quad (9.3)$$

$$\mathbf{H}_{\perp 1} = \operatorname{rot} \mathbf{A}_1 = \frac{1}{c} [\mathbf{v}_1 \times \mathbf{E}_1], \quad (9.4)$$

$$H_{\parallel 1} = -\operatorname{div} \mathbf{A}_1 = \frac{1}{c} (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{E}_1), \quad (9.5)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} = -\frac{e_1}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = 0, \quad (9.6)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'_1 = -\frac{1}{c} (\Delta v_2 \operatorname{grad}) \mathbf{A}_1 = -\frac{\Delta v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.7)$$

$$\mathbf{a}_1 = -\frac{1}{c} \{E_1 \cos \varphi(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2)\} \mathbf{x}_0 = -\frac{v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.8)$$

$$\mathbf{b}_1 = -\frac{1}{c} \{E_1 \sin \phi(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2)\} \mathbf{r}_0 = -\frac{v_2 e_1 v_1 \sin \phi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.9)$$

$$\mathbf{A}_1 = \frac{1}{c^2} \{\mathbf{v}_2^\perp (\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{E}_1)\} = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \cos \phi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.10)$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{1}{c^2} \{\mathbf{v}_1 (\mathbf{v}_2^\perp \cdot \mathbf{E}_1)\} = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \sin \phi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.11)$$

где ϕ – скалярный потенциал движущегося заряда e_1 ; \mathbf{E}_1 – электрическое поле движущегося заряда; \mathbf{A}_1 – векторный потенциал движущегося заряда; $\mathbf{H}_{\perp 1}$ – векторное магнитное поле движущегося заряда; $H_{||1}$ – скалярное магнитное поле движущегося заряда; $\tilde{\mathbf{E}}_1$ – вихревое электрическое поле ускоренно движущегося заряда; $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ – градиентное вихревое электрическое поле равномерно движущегося заряда; \mathbf{a}_1 , \mathbf{A}_1 – градиентные продольные электрические поля движущегося заряда; \mathbf{b}_1 , \mathbf{B}_1 – градиентные поперечные электрические поля движущегося заряда; v_1 – скорость заряда e_1 относительно лабораторной системы отсчета; v_2 – скорость пробного заряда e_2 относительно лабораторной системы отсчета, параллельная скорости v_1 ; Δv_2 – скорость отставания покоящегося в лабораторной системе отсчета пробного заряда e_2 от движущегося заряда e_1 ; v_2^\perp – скорость пробного заряда e_2 относительно лабораторной системы отсчета, перпендикулярная скорости v_1 .

Во всех случаях под лабораторной системой отсчета K будет приниматься такая система отсчета, которая остается в состоянии покоя относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли. Свойства физического вакуума околосземного пространства принимаются такими, что законы механики, электродинамики и оптики имеют неизменный вид только в покоящейся относительно поверхности Земли системе отсчета K [4–11]. Для оценки свойств физического вакуума околосземного пространства выпишем основные электрические характеристики (9.1)–(9.11) движущегося со скоростью v_1 заряда e_1 в покоящейся K и в движущейся вместе с зарядом e_1 системе отсчета K' . В каждом случае пробный заряд e_2 будем предполагать покоящимся в рассматриваемой системе отсчета. Скорость Δv_2 будет соответствовать относительной скорости движения зарядов e_1 и e_2 .

В покоящейся системе отсчета K В движущейся системе отсчета K'

$$\begin{aligned} v_2 &= 0, & \Delta v_2 &= -v_1 & v_2 &= v_1, & \Delta v_2 &= 0 \\ \varphi_1 &= e_1/[R(t)] & (9.12) & & \varphi_1 &= e_1/R = \text{const} & (9.12') \end{aligned}$$

$$\mathbf{E}_1 = \frac{e_1}{R^3(t)} \mathbf{R}(t) \quad (9.13)$$

(9.13)

$$\mathbf{E}_1 = \frac{e_1}{R^3} \mathbf{R} = \text{const} \quad (9.13')$$

$$\mathbf{A}_1 = \frac{e_1 \mathbf{v}_1}{c R(t)} \quad (9.14)$$

(9.14)

$$\mathbf{A}_1 = \frac{e_1 \mathbf{v}_1}{c R} = \text{const} \quad (9.14')$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{e_1}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = 0 \quad (9.15)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{e_1}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = 0 \quad (9.15')$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'_1 = +\frac{\Delta v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 \quad (9.16)$$

(9.16)

$$\tilde{\mathbf{E}}'_1 = +\frac{\Delta v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 \quad (9.16')$$

$$\mathbf{a}_1 = -\frac{v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 \quad (9.17)$$

(9.17)

$$\mathbf{a}_1 = -\frac{v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 = \text{const} \quad (9.17')$$

$$\mathbf{b}_1 = -\frac{v_2 e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0 \quad (9.18)$$

(9.18)

$$\mathbf{b}_1 = -\frac{v_2 e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0 = \text{const} \quad (9.18')$$

$$\mathbf{A}_1 = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0 \quad (9.19)$$

(9.19)

$$\mathbf{A}_1 = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0 = \text{const} \quad (9.19')$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 \quad (9.20)$$

(9.20)

$$\mathbf{B}_1 = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 = 0. \quad (9.20')$$

Из сопоставления (9.12)–(9.20) с (9.12')–(9.20'), прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что выражения (9.16), (9.16') и (9.17), (9.17'), если исключить из рассмотрения знак минус, количественно эквивалентны в разных системах отсчета. Выражения $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ и \mathbf{a}_1 оказываются равными друг другу и противоположными по знаку. При этом, если причины изменения градиентного вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ при переходе от покоящейся системы отсчета K к движущейся K' более или менее понятны, то причины изменения градиентного поля \mathbf{a}_1 при этой же ситуации оказываются не совсем понятными. Вызвано это тем, что градиентное поле \mathbf{a}_1 принимает максимальное значение не в покоящейся, а в движущейся вместе с зарядом e_1 системе отсчета K' . Причем функция \mathbf{a}_1 (9.17) оказывается цилиндрически симметричной относительно движущегося заряда e_1 . Создается впечатление, что движущийся заряд e_1 в движущейся системе отсчета K' создает около себя определенное «стационарное» потенциальное градиентное электрическое поле \mathbf{a}_1 , которое увлекается движущимся зарядом e_1 как одно целое. Графически это можно изобразить в виде потенциальной ямы (рис. 51), которая неотрывно сопровождает движущийся заряд e_1 . На любой пробный

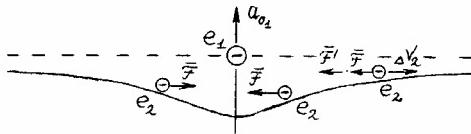


Рис. 51

заряд e_2 , покоящийся в системе K' в этом градиентном потенциальном поле \mathbf{a}_1 , будет действовать сила

$$\mathbf{F} = \mathbf{a}_1 e_2, \quad (9.21)$$

которая будет соответствовать известной силе так называемого магнитного взаимодействия между зарядом e_1 и пробным зарядом e_2 при параллельном движении их с одинаковой скоростью v_1 . Но если в движущейся системе отсчета K' действительно имеется «стационарное» градиентное электрическое поле \mathbf{a}_1 , то оно, очевидно, должно действовать и на любой другой пробный заряд e_2 , имеющий любую произвольную скорость Δv_2 относительно системы отсчета K' , в том числе и на заряды e_2 , покоящиеся в лабораторной системе отсчета K . Однако, с другой стороны, как показывают наблюдения, магнитное взаимодействие заряда e_1 с покоящимся в лабораторной системе отсчета зарядом e_2 должно отсутствовать. Следовательно, в покоящейся лабораторной системе отсчета K «стационарное» градиентное электрическое поле \mathbf{a}_1 должно быть чем-то скомпенсировано, и это что-то должно быть, конечно же, тоже электрическим полем. Обращая теперь внимание на характер изменения вихревого градиентного электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ (9.16), (9.16'), можно заключить, что таким компенсирующим электрическим полем как раз и является градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ (9.16). Резюмируя сказанное выше, можно сделать окончательный вывод, что с движущимся со скоростью $v_1 = \text{const}$ зарядом e_1 в движущейся системе отсчета K' , помимо известного кулоновского поля \mathbf{E}_1 (9.13), неразрывно связано также неизменное во времени «стационарное» градиентное электрическое поле \mathbf{a}_1 , для которого можно теперь записать

$$\mathbf{a}_{0_1} = -\frac{v_1^2 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 = \text{const}. \quad (9.22)$$

На любой пробный заряд e_2 , движущийся с произвольной скоростью Δv_2 относительно системы отсчета K' , параллельной скорости v_1 , будет действовать неизменная по величине сила \mathbf{F}' со стороны поля \mathbf{a}_{0_1} (9.22), равная

$$\mathbf{F}' = \mathbf{a}_{0_1} e_2 . \quad (9.23)$$

Эта же сила \mathbf{F}' со стороны поля \mathbf{a}_{0_1} будет действовать и на покоящийся в лабораторной системе отсчета K пробный заряд e_2 . Однако из (9.16), (9.16') видно, что если скорость пробного заряда e_2 относительно системы отсчета K' , в которой покоится заряд e_2 , не равна нулю, то на пробный заряд e_1 начинает действовать вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_1$, для которого можно записать

$$\tilde{\mathbf{E}}'_1 = -\frac{\Delta v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 . \quad (9.24)$$

Для силы \mathbf{F}'' взаимодействия пробного заряда e_2 с вихревым градиентным электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ (9.24) устанавливаем

$$\mathbf{F}'' = \tilde{\mathbf{E}}'_1 e_2 . \quad (9.25)$$

Принимая во внимание (9.23), (9.25), для результирующей силы взаимодействия пробного заряда e_2 с полями \mathbf{a}_{0_1} (9.22) и $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ (9.24) находим

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}' + \mathbf{F}'' = \frac{e_2 \Delta v_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 - \frac{e_2 v_1^2 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 . \quad (9.26)$$

Полагая направление скорости Δv_2 противоположным скорости v_1 , для (9.26) будем иметь

$$\mathbf{F} = -\frac{e_2 e_1 v_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} (v_1 - \Delta v_2) \mathbf{x}_0 . \quad (9.27)$$

Однако разность скоростей $(v_1 - \Delta v_2)$ представляет собой не что иное, как скорость v_2 пробного заряда e_2 относительно лабораторной системы отсчета K , т.е.

$$v_2 = v_1 - \Delta v_2 . \quad (9.28)$$

Но в таком случае запись (9.27) принимает вид

$$\mathbf{F} = -e_2 \left[\frac{(v_2 \cdot v_2) e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \right] \mathbf{x}_0 , \quad (9.29)$$

и для результирующего градиентного поля \mathbf{a}_1 , действующего на пробный заряд e_2 , окончательно устанавливаем

$$\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}_{0_1} + \tilde{\mathbf{E}}'_1 = -\frac{v_2 v_1 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.30)$$

что совпадает с (9.8). В частности, при $v_2 = 0$ для (9.30) находим

$$\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}_{0_1} + \tilde{\mathbf{E}}'_1 = 0, \quad (9.31)$$

что соответствует уже (9.17). С учетом (9.31) для результирующей силы \mathbf{F} , действующей на пробный заряд e_2 , покоящийся в лабораторной системе отсчета K , соответственно будем иметь

$$\mathbf{F} = \mathbf{a}_1 e_2 = 0. \quad (9.32)$$

Результат (9.32) соответствует общепринятым представлениям, что покоящийся заряд e_2 не проявляет магнитного взаимодействия с движущимся зарядом e_1 . Однако из (9.32) следует также неверность первоначальных предпосылок [3], что вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ может действовать и на индуцирующий это поле движущийся заряд e_1 , так как в системе заряда e_1 вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ (9.16') равно нулю.

Для наглядной иллюстрации природы вихревого градиентного электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ (9.24) обратимся к рис. 51. Если пробный одноименный заряд e_2 покойится на потенциальной кривой «стационарного» градиентного поля \mathbf{a}_{0_1} в точке N , то на этот заряд e_2 будет действовать стационарная сила \mathbf{F}' (9.23), которая будет стремиться сместить заряд e_2 в потенциальную яму к заряду e_1 . Если же пробный заряд e_2 движется по потенциальной кривой вверх или вниз, то со стороны градиентного поля \mathbf{a}_{0_1} возникает динамическая реакция $\mathbf{F}'' = \tilde{\mathbf{E}}'_1 e_2$, тормозящая движение пробного заряда e_2 относительно системы отсчета K' , связанной с самим движущимся зарядом e_1 . При этом, если пробный заряд e_2 движется от заряда e_1 в направлении его движения, то сила \mathbf{F}'' суммируется с силой \mathbf{F}' (9.23) от «стационарного» градиентного электрического поля

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}' + \mathbf{F}'' = -\frac{e_2 v_1 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} (v_1 + \Delta v_2) \mathbf{x}_0 \quad (9.33)$$

и результирующая сила \mathbf{F} (9.33) притяжения заряда e_2 к заряду e_1 увеличивается, что соответствует увеличению магнитного взаимодействия между параллельно движущимися зарядами e_1 и e_2 . При движении же заряда e_2 навстречу заряду e_1 (вниз по потенциальной кривой на рис. 51), сила реакции от градиентного поля \mathbf{a}_{0_1} будет уменьшать притяжение заряда e_2 к заряду e_1

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}' + \mathbf{F}'' = -\frac{e_2 v_1 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} (v_1 - \Delta v_2) \mathbf{x}_0 \quad (9.34)$$

и при $\Delta v_2 = v_1$ сила «магнитного» притяжения между ними будет равна нулю. При дальнейшем же увеличении скорости Δv_2 ($\Delta v_2 > |v_1|$) сила \mathbf{F} (9.34) притяжения заряда e_2 в точке N к заряду e_1 обратится уже в силу отталкивания

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}' + \mathbf{F}'' = \frac{e_2 v_2 v_1 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.35)$$

где v_2 – скорость пробного заряда e_2 относительно лабораторной системы отсчета K . Таким образом, если два заряда e_1 и e_2 в лабораторной системе отсчета движутся в противоположных направлениях, то, с точки зрения магнитного взаимодействия, между ними должны действовать магнитные силы отталкивания \mathbf{F} (9.35). Однако, с точки зрения динамического электрического взаимодействия движущихся зарядов e_1 и e_2 , взаимодействие между ними \mathbf{F} (9.35) необходимо интерпретировать как преобладание воздействия силы \mathbf{F}'' на движущийся заряд e_2 со стороны вихревого градиентного поля $\tilde{\mathbf{E}}'_l$ (9.24) над воздействием на него силы \mathbf{F}' со стороны «стационарного» градиентного электрического поля \mathbf{a}_{0_1} (9.22) заряда e_1 .

Прежде чем подвергнуть исследованию градиентные электрические поля \mathbf{a}_{0_1} (9.22) и $\tilde{\mathbf{E}}'_l$ (9.24), следует обратить внимание на тот факт, что в движущейся системе отсчета K' обнаруживается еще одно «стационарное» градиентное электрическое поле $\mathbf{b}_{0_1} = \mathbf{b}_l$ (9.18')

$$\mathbf{b}_{0_1} = -\frac{v_1^2 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0 = \text{const}, \quad (9.36)$$

которое проявляет аналогичные же свойства при переходе в покоящуюся систему отсчета K (9.18). Из сопоставления (9.18) и (9.18') мы вынуждены

заключить, что и для «стационарного» градиентного поля \mathbf{b}_{0_1} (9.36) должно, очевидно, существовать какое-то еще одно вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}''_1$. В связи с этим следует вновь вспомнить определение вихревого градиентного электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ [2] как частной производной по координате $\mathbf{r}(t)$

$$\tilde{\mathbf{E}}'_1 = \frac{1}{c} (\mathbf{v}_2 \operatorname{grad}) \mathbf{A}_1 = \frac{v_2}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0. \quad (9.37)$$

Из (9.37) видно, что вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ определяется через одну частную производную $(\partial A_1 / \partial x)$ векторного потенциала \mathbf{A}_1 , между тем как при движении пробного заряда e_2 со скоростью v_2 и другая частная производная $(\partial A_1 / \partial r)$ от заряда e_1 вдоль траектории движения заряда e_2 , в общем случае, также не остается неизменной. Вполне естественно ожидать, что и другая частная производная $(\partial A_1 / \partial r)$ должна определяться собой еще какое-то градиентное электрическое поле. Однако из записи (9.37), которую, с учетом $v_2 = \Delta v_2$, можно записать

$$\tilde{\mathbf{E}}'_1 = -\frac{1}{c} (\Delta \mathbf{v}_2 \operatorname{grad}) \mathbf{A}_1 = -\frac{\Delta v_2}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0, \quad (9.38)$$

не представляется возможным установить еще одно вихревое градиентное электрическое поле. В связи с этим, определим некоторое суммарное вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}^0_1$ функциональной зависимостью вида

$$\tilde{\mathbf{E}}^0_1 = -\frac{1}{c} (\Delta \mathbf{v}_2 \operatorname{grad} |\mathbf{A}_1|), \quad (9.39)$$

которая несколько отличается от (9.38). В этом случае выражение (9.39) можно представить в виде

$$\tilde{\mathbf{E}}^0_1 = -\frac{\Delta v_2}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0 - \frac{\Delta v_2}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial r} \right) \mathbf{r}_0 = \tilde{\mathbf{E}}'_1 + \tilde{\mathbf{E}}''_1. \quad (9.40)$$

Из сопоставления (38), (40) устанавливаем, что первый член справа представляет собой вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ (9.38), т.е.

$$\tilde{\mathbf{E}}'_1 = -\frac{\Delta v_2}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0 = -\frac{\Delta v_2 v_1 e_1 \cos \phi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (9.41)$$

Подстановка же векторного потенциала \mathbf{A}_1 (9.14), (9.14') в (9.40) и определение производной для вихревого градиентного электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1''$ дает

$$\tilde{\mathbf{E}}_1'' = -\frac{\Delta v_2}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial r} \right) \mathbf{r}_0 = \frac{\Delta v_2 v_1 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0. \quad (9.42)$$

Сопоставляя (9.42) с (9.18), (9.18'), обнаруживаем, что вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1''$ действительно оказывается недостающим для градиентного поля \mathbf{b}_{0_1} (9.18), (9.18')

$$\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_{0_1} + \tilde{\mathbf{E}}_1'' = -\frac{v_2 v_1 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0. \quad (9.43)$$

Вектор \mathbf{b}_1 (9.43) представляет собой результирующее градиентное электрическое поле движущегося со скоростью v_1 заряда e_1 в системе отсчета K'' , связанной с движущимся зарядом e_1 . Интерпретация (9.43) оказывается аналогичной (9.30). При $v_2 = 0$, т.е. для покоящегося в лабораторной системе отсчета K пробного заряда e_2 , находим

$$\mathbf{b}_1 = \mathbf{b}_{0_1} + \tilde{\mathbf{E}}_1'' = 0, \quad (9.44)$$

что соответствует общепринятому представлению об отсутствии «магнитного» взаимодействия покоящегося заряда e_2 с движущимся зарядом e_1 и т.д.

Таким образом, если в лабораторной системе отсчета K в физическом вакууме реального околосземного пространства движется со скоростью v_1 электрический заряд e_1 , то в движущейся со скоростью v_2 в этом же направлении (или против) системе отсчета K'' , пронизывающей кулоновское \mathbf{E}_1 и градиентные \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} электрические поля движущегося заряда e_1 , индуцируется результирующее «динамическое» градиентное электрическое поле $(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)$, для которого следует записать

$$(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1) = (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}) + (\tilde{\mathbf{E}}_1' + \tilde{\mathbf{E}}_1'') = (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}) + \tilde{\mathbf{E}}_1^0. \quad (9.45)$$

С учетом (9.45), на любой пробный заряд e_1 , покоящийся в системе отсчета K'' , будет действовать сила \mathbf{F} , равная

$$\mathbf{F} = (\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1) e_2. \quad (9.46)$$

Сопоставляя силу \mathbf{F} (9.46) с силой полного магнитного взаимодействия параллельно движущихся зарядов e_1 и e_2 в виде зависимости [3, 12]

$$\mathbf{F} = \frac{e_2}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp}] + \frac{e_2}{c} (\mathbf{v}_2 \cdot H_{\parallel}) = -\frac{e_2}{c^2} \{ \mathbf{E}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \}, \quad (9.47)$$

находим

$$\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1 = -\frac{1}{c^2} \{ \mathbf{E}_1 (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1) \} \quad (9.48)$$

или

$$\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1 = -\frac{\nu_2 v_1 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 - \frac{\nu_2 v_1 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.49)$$

что почленно тождественно с (9.8), (9.9). Раньше [2] было уже определено, что вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ (9.41) действительно проявляет свойства вихревого электрического поля, так как

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}'_1 = -\frac{\Delta v_2}{c} \text{rot} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0 = -\frac{\Delta v_2}{c} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{A}_1}{\partial x \partial r} \right) \Phi_0 \neq 0. \quad (9.50)$$

Аналогично можно показать, что и вихревое градиентное электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}''_1$ (9.42) также проявляет свойства вихревого электрического поля

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}''_1 = -\frac{\Delta v_2}{c} \text{rot} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial r} \right) \mathbf{r}_0 = -\frac{\Delta v_2}{c} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{A}_1}{\partial r \partial x} \right) \Phi_0 \neq 0. \quad (9.51)$$

Однако для результирующего вихревого градиентного электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1^0$ (9.40) для любой скорости Δv_2 движения пробного заряда e_2 , параллельной скорости v_1 , устанавливаем

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_1^0 = \text{rot } \tilde{\mathbf{E}}'_1 + \text{rot } \tilde{\mathbf{E}}''_1 \equiv 0. \quad (9.52)$$

Аналогично и «стационарные» градиентные электрические поля \mathbf{a}_0 и \mathbf{b}_0 каждое в отдельности также проявляют свойства вихревых электрических полей

$$\text{rot } \mathbf{a}_{0_1} = \frac{v_1}{c} \text{rot} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x} \right) \mathbf{x}_0 = -\frac{v_1}{c} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{A}_1}{\partial x \partial r} \right) \Phi_0, \quad (9.53)$$

$$\text{rot } \mathbf{b}_{0_1} = \frac{v_1}{c} \text{rot} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x} \right) \mathbf{r}_0 = \frac{v_1}{c} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{A}_1}{\partial r \partial x} \right) \Phi_0, \quad (9.54)$$

между тем как для результирующего «стационарного» градиентного электрического поля $(\mathbf{a}_0 + \mathbf{b}_0)$ уже имеем

$$\operatorname{rot}(\mathbf{a}_0 + \mathbf{b}_0) \equiv 0. \quad (9.55)$$

Из (9.52), (9.55) следует, что и результирующее «динамическое» градиентное электрическое поле $(\mathbf{a} + \mathbf{b})$ (9.45), (9.47), (9.48) также не проявляет свойства вихревого электрического поля

$$\operatorname{rot}(\mathbf{a}_0 + \mathbf{b}_0) \equiv 0. \quad (9.56)$$

Результаты (9.52), (9.55), (9.56) оказались весьма неожиданными и свидетельствуют собой о том, что в пространстве около движущегося со скоростью $v_1 = \text{const}$ заряда e_1 как в покоящейся лабораторной системе отсчета K , так и в любой движущейся со скоростью v_2 , параллельной скорости v_1 , системе отсчета K' результирующее вихревое электрическое поле оказывается равным нулю. Следовательно, если вблизи движущегося со скоростью $v_1 = \text{const}$ заряда e_1 поместить замкнутый контур L , то, несмотря на очевидный, казалось бы, факт изменения магнитного потока Φ через замкнутый контур L согласно известной формальной записи [13–17]

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H} d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (9.57)$$

результирующая ЭДС E в контуре L всегда будет оставаться равной нулю, т.е.

$$E = \int_S \operatorname{rot}(\mathbf{a} + \mathbf{b}) d\mathbf{S} = \oint_L (\mathbf{a} + \mathbf{b}) d\mathbf{l} \equiv 0. \quad (9.58)$$

Таким образом, несмотря на то, что все рассмотренные градиентные электрические поля $\mathbf{a}_0, \mathbf{b}_0, \mathbf{a}, \mathbf{b}, \tilde{\mathbf{E}}'_1, \tilde{\mathbf{E}}''_1$ в отдельности и представляют собой вихревые электрические поля, суммарное действие их при равномерном и прямолинейном движении заряда сводится к нулевому результату.

Для полного определения результирующего вектора $(\mathbf{a} + \mathbf{b})$ (9.48) найдем его дивергенцию

$$\operatorname{div}(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1) = -\frac{1}{c^2} \operatorname{div}\{\mathbf{E}_1(\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{v}_1)\} = \frac{v_2 v_1}{c^2} \operatorname{div} \mathbf{E}_1 = \frac{v_2 v_1}{c^2} 4\pi\rho_1 \neq 0 \quad (9.59)$$

Сравнивая $\operatorname{div}(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)$ с $\operatorname{div} \mathbf{E}_1$ кулоновского электрического поля \mathbf{E}_1 заряда e_1

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_1 = 4\pi\rho_1, \quad (9.60)$$

обнаруживаем, что результирующее «динамическое» градиентное электрическое поле $(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)$ по знаку противоположно кулоновскому электрическому полю \mathbf{E}_1 данного заряда. Однако, в отличие от кулоновского поля \mathbf{E}_1 , величина градиентного поля $(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)$ в рассматриваемой системе отсчета K'' , связанной с пробным зарядом e_2 , определяется еще скоростью движения v_2 ($v_2 \parallel v_1$) данной системы отсчета K'' относительно неподвижной лабораторной системы отсчета K . И если скорость движения v_2 рассматриваемой системы отсчета K'' относительно лабораторной системы отсчета K равна нулю, то немедленно устанавливаем

$$\operatorname{div}(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1) \equiv 0. \quad (9.61)$$

Из (9.59), (9.61) может быть сделан уже важный вывод, что «динамическое» градиентное электрическое поле $(\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1)$ движущегося заряда e_1 в рассматриваемой системе отсчета K'' определяется не относительной скоростью Δv между зарядами e_1 и e_2 , как это следует из формализма принципа относительности, а абсолютным значением скоростей v_1 и v_2 зарядов e_1 и e_2 относительно неподвижной лабораторной системы отсчета K , связанной с поверхностью массивного гравитирующего тела Земли. **Следовательно, условие (9.61) можно рассматривать как необходимое и достаточное условие определения преимущественной лабораторной системы отсчета K .** Практически это может означать следующее. Если в рассматриваемой системе отсчета K_p условие (9.61) оказывается выполнимым, то данная система отсчета K_p покоятся относительно преимущественной лабораторной системы отсчета K , связанной с поверхностью гравитирующего тела Земли и окружающим его физическим вакуумом.

2. Вихревые градиентные электрические поля в перпендикулярно движущихся системах отсчета

Предположим, что система отсчета K' с покоящимся в ней зарядом e_1 движется относительно преимущественной лабораторной системы отсчета K со скоростью v_1 . Придадим дополнительной системе отсчета K^\perp , в которой покоятся пробный заряд e_2 , скорость движения v_2^\perp относительно лабораторной системы отсчета K так, чтобы она была перпендикулярной к скорости v_1 . В этом случае для выражений (9.19), (9.19') и (9.20), (9.20') в системах отсчета K' и K^\perp устанавливаем

$$\mathbf{A}_1 = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \cos \phi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0 = 0, \quad (K')$$

$$\mathbf{A}_1 = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \cos \phi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0 \neq 0, \quad (K^\perp) \quad (9.62')$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 = 0, \quad (K')$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{v_2^\perp e_1 v_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0 \neq 0. \quad (K^\perp)$$

Из (9.62') и (9.63') следует, что в рассматриваемой дополнительной системе отсчета K^\perp обнаруживаются не равные нулю градиентные электрические поля \mathbf{A}_1 и \mathbf{B}_1 . Однако, принимая во внимание (40), что при движении пробного заряда e_2 в градиентных полях $(\partial \mathbf{A}_1 / \partial x)$ и $(\partial \mathbf{A}_1 / \partial r)$ в направлении, параллельном движению заряда e_1 , вызывает появление соответствующих сил реакции со стороны этих полей, то, по аналогии, следует ожидать, очевидно, появления соответствующих сил реакции и при движении пробного заряда e_2 в этих же полях $(\partial \mathbf{A}_1 / \partial x)$ и $(\partial \mathbf{A}_1 / \partial r)$ в перпендикулярном направлении. Как и в случае (9.41), предполагая, что изменение направления скорости Δv_2^\perp на угол $\gamma = 90^\circ$ вызывает изменение направления единичного вектора \mathbf{x}_0 , \mathbf{r}_0 поля также на угол $\gamma = 90^\circ$, для определения вихревых градиентных электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_1'''$ и $\tilde{\mathbf{E}}_1'^v$ движущегося заряда e_1 можно записать

$$\tilde{\mathbf{E}}_1^{00} = \tilde{\mathbf{E}}_1''' + \tilde{\mathbf{E}}_1'^v = -\frac{\Delta v_2^\perp}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial x} \right) \mathbf{r}_0 - \frac{\Delta v_2^\perp}{c} \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial r} \right) \mathbf{x}_0. \quad (9.64)$$

Принимая во внимание значение векторного потенциала \mathbf{A}_1 (9.14), (9.14') и находя его частные производные, для вихревых градиентных электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_1'''$ и $\tilde{\mathbf{E}}_1'^v$ движущегося заряда e_1 устанавливаем

$$\tilde{\mathbf{E}}_1''' = \frac{\Delta v_2^\perp v_1 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.65)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_1'^v = \frac{\Delta v_2^\perp v_1 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (9.66)$$

Сравнивая (9.65), (9.66) с (9.62), (9.63) и (9.62'), (9.63'), обнаруживаем их полную тождественность. Анализируя полученные результаты, можно прийти к следующему выводу. Так как для градиентных электрических полей \mathbf{A} , \mathbf{B} (9.19), (9.20), (9.62), (9.63), (9.62'), (9.63') не обнаруживается «стационарных» градиентных полей \mathbf{A}_0 и \mathbf{B}_0 в системе K' , связанной с самим движущимся зарядом e_1 , то эти поля \mathbf{A} , \mathbf{B} представляют собой не что иное, как вихревые градиентные электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}_1'''$ (9.65) и $\tilde{\mathbf{E}}_1'^v$ (9.66), т.е.

$$\mathbf{A} = \tilde{\mathbf{E}}_1''' + \mathbf{A}_0 \equiv \tilde{\mathbf{E}}_1''' , \quad (9.67)$$

$$\mathbf{B} = \tilde{\mathbf{E}}_1'^v + \mathbf{B}_0 \equiv \tilde{\mathbf{E}}_1'^v , \quad (9.68)$$

где

$$\mathbf{A}_0 \equiv 0 , \quad (9.69)$$

$$\mathbf{B}_0 \equiv 0 . \quad (9.70)$$

Принимая во внимание (9.19), (9.20), (9.62), (9.63), (9.62'), (9.63'), условия (9.67), (9.68) необходимо считать справедливыми для любой системы отсчета K^\perp , направление движения \mathbf{v}^\perp которой в лабораторной системе отсчета K перпендикулярно к направлению движения заряда e_1 .

Предположим теперь, что в системе отсчета K^\perp , движущейся со скоростью v_2^\perp , перпендикулярной к направлению движения заряда e_1 , находится замкнутый контур L . Определим результирующую ЭДС E в этом контуре, для чего предварительно преобразуем выражение для результирующего вихревого градиентного поля $\tilde{\mathbf{E}}_1^{00}$ к виду

$$\tilde{\mathbf{E}}_1^{00} = \tilde{\mathbf{E}}_1''' + \tilde{\mathbf{E}}_1'^v = -\frac{v_2^\perp}{c} \left(\frac{\partial A_1}{\partial x} \right) \mathbf{r}_0 - \frac{v_2^\perp}{c} \left(\frac{\partial A_1}{\partial r} \right) \mathbf{x}_0 = \frac{v_2^\perp}{c} H_{||} \mathbf{r}_0 + \frac{v_2^\perp}{c} \mathbf{H}_\perp \mathbf{x}_0 . \quad (9.71)$$

В справедливости соотношений

$$-\frac{\partial A_1}{\partial x} = H_{||}, \quad -\frac{\partial A_1}{\partial r} = H_\perp \quad (9.72)$$

можно легко убедиться непосредственным дифференцированием. Определим ротор функции (71)

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} = \text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_1''' + \text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_1'^v = -\frac{v_2^\perp}{c} \frac{\partial H_{||}}{\partial x} \boldsymbol{\beta}_0 - \frac{v_2^\perp}{c} \frac{\partial H_\perp}{\partial r} \boldsymbol{\beta}_0 . \quad (9.73)$$

Полагая $v_2^\perp = \partial r / \partial t$, $v_1 = \partial x / \partial t$ и производя преобразования

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} = -\frac{v_2^\perp}{c} \left(\frac{\partial t}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial H_{||}}{\partial x} \right) \boldsymbol{\beta}_0 - \frac{1}{c} \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right) \left(\frac{\partial H_\perp}{\partial r} \right) \boldsymbol{\beta}_0 , \quad (9.74)$$

записи (9.73) можно придать вид

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} = -\frac{1}{c} \left(\frac{v_2^\perp}{v_1} \right) \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial t} \boldsymbol{\beta}_0 - \frac{1}{c} \frac{\partial H_\perp}{\partial t} \boldsymbol{\beta}_0. \quad (9.75)$$

От правой и левой части (9.75) определим интеграл по поверхности

$$\int_S \operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \left(\frac{v_2^\perp}{v_1} \right) \frac{\partial}{\partial t} \int_S H_{\parallel} \boldsymbol{\beta}_0 d\mathbf{S} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S H_\perp \boldsymbol{\beta}_0 d\mathbf{S}. \quad (9.76)$$

Применяя теорему Стокса и учитывая, что $H_\perp \boldsymbol{\beta}_0 = \mathbf{H}_\perp$, перепишем (9.76) в виде

$$\mathbf{E} = \oint_L \operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \left(\frac{v_2^\perp}{v_1} \right) \frac{\partial}{\partial t} \int_S H_{\parallel} \boldsymbol{\beta}_0 d\mathbf{S} - \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2. \quad (9.77)$$

Выражение (9.77) определяет собой ЭДС \mathbf{E} , индуцируемую вихревыми электрическими полями $\tilde{\mathbf{E}}''_1$ и $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ от одиночного заряда e_1 в замкнутом контуре L , охватывающем поверхность S . Из (9.77) видно, что суммарная ЭДС \mathbf{E} в замкнутом контуре L определяется не только известным значением ЭДС \mathbf{E}_2 от одного векторного магнитного поля \mathbf{H}_\perp , определяемой зависимостью

$$\mathbf{E}_2 = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad (9.78)$$

но определенный вклад в суммарную ЭДС \mathbf{E} дает и ЭДС \mathbf{E}_1 от скалярного магнитного поля H_{\parallel}

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{1}{c} \left(\frac{v_2^\perp}{v_1} \right) \frac{\partial}{\partial t} \int_S H_{\parallel} \boldsymbol{\beta}_0 d\mathbf{S}. \quad (9.79)$$

Следовательно, при движении со скоростью $v_2^\perp = \text{const}$ ($v_2^\perp \perp \mathbf{v}_1$) замкнутого контура L в магнитных полях $H_{\perp 1}$ и $H_{\parallel 1}$ движущегося со скоростью $v_1 = \text{const}$ заряда e_1 , в нем будет индуцироваться суммарная ЭДС \mathbf{E} (9.77), между тем как современные представления основываются на допущении возможности индукции только одной ЭДС \mathbf{E}_2 (9.78).

Для полного определения векторного поля $\tilde{\mathbf{E}}_1^{00}$ (9.71) от заряда e_1 в системе отсчета K^\perp , найдем значение дивергенции его

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_1'''}{\partial r} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_1'^v}{\partial x} = -\frac{v_2^\perp}{c} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial x \partial r} \right) - \frac{v_2^\perp}{c} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial r \partial x} \right). \quad (9.80)$$

Принимая во внимание (72), а также что $v_2^\perp = \partial r / \partial t$, перепишем (9.80) в виде

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_{||}}{\partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial H_\perp}{\partial t} \frac{v_2^\perp}{v_1}, \quad (9.81)$$

где

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1''' = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_{||}}{\partial t}, \quad (9.82)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1'^v = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_\perp}{\partial t} \left(\frac{v_2^\perp}{v_1} \right). \quad (9.83)$$

Однако из равенства членов суммы (9.80) можно показать, что в рассматриваемом случае

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1''' = \operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1'^v. \quad (9.84)$$

Записи (9.81) соответствует запись в интегральной форме

$$\mathbf{E}_n = \oint_S \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} d\mathbf{S} = \int_V \operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} dV = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_V H_{||} dV - \frac{1}{c} \left(\frac{v_2^\perp}{v_1} \right) \frac{\partial}{\partial t} \int_V H_\perp dV. \quad (9.85)$$

Можно показать, что интерпретация выражения (9.85), в какой-то степени, схожа с интерпретацией выражения (9.77). Например, если в рассмотренном выше контуре L с охватываемой плоской поверхностью S положить толщину контура равной dh , то для (9.85) можно записать

$$\mathbf{E}_n = \oint_S \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_V H_{||}(S dh) - \frac{1}{c} \left(\frac{v_2^\perp}{v_1} \right) \frac{\partial}{\partial t} \int_V H_\perp(S dh), \quad (9.86)$$

где $dS = L dh$ и $dV = S dh$. Если в (9.86) элементарную толщину dh контура формально положить равной единице, то в этом случае для левой и правой части (9.86) формально можно записать

$$\mathbf{E}_n = \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} \mathbf{L} = -\frac{1}{c} \frac{\partial(H_{||} S)}{\partial t} - \frac{1}{c} \left(\frac{v_2^\perp}{v_1} \right) \frac{\partial(H_\perp S)}{\partial t}. \quad (9.87)$$

Нетрудно видеть, что формальная запись (9.87) по своему физическому содержанию в какой-то степени уже соответствует интегральному выражению (9.77). В частности, если допустить еще $\tilde{\mathbf{E}}_1^{00} = \text{const}$ вдоль контура L и $H_{\parallel} = \text{const}$, $H_{\perp} = \text{const}$ по всей поверхности S контура, то для (9.77) можно записать

$$\mathbf{E} = \tilde{\mathbf{E}}_1^{00} \mathbf{L} = -\frac{1}{c} \left(\frac{v_2^{\perp}}{v_1} \right) \frac{(\partial H_{\parallel} S)}{\partial t} - \frac{1}{c} \frac{(\partial H_{\perp} S)}{\partial t}, \quad (9.88)$$

что уже схоже с (9.87).

Представляет интерес проследить применимость представлений о градиентных и вихревых электрических полях \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 , $\tilde{\mathbf{E}}'_1$, $\tilde{\mathbf{E}}''_1$, \mathbf{A} , \mathbf{B} к практическим доступным для исследования линейным токам $i = \text{const}$ переноса. В частности, принимая во внимание (9.30), (9.41)–(9.43), (9.65), (9.66), для результатирующих величин этих полей от линейного тока i можно записать ($di_1 = \sigma_1 v_1 dx$)

$$\sum_i \mathbf{a}_i = \sum_i (\mathbf{a}_{0_i} + \tilde{\mathbf{E}}'_i) \equiv 0, \quad (9.89)$$

$$\sum_i \mathbf{b}_i = \sum_i (\mathbf{b}_{0_i} + \tilde{\mathbf{E}}''_i) = -\frac{2v_2 v_1 \sigma_1}{c^2 r} \mathbf{r}_0, \quad (9.90)$$

$$\sum_i \mathbf{A}_i = \sum_i \tilde{\mathbf{E}}'''_i \equiv 0, \quad (9.91)$$

$$\sum_i \mathbf{B}_i = \sum_i \tilde{\mathbf{E}}'^{\vee}_i = \frac{2v_2^{\perp} v_1 \sigma_1}{c^2 r} \mathbf{x}_0. \quad (9.92)$$

В (9.90) и (9.92) предполагается, что пробный заряд e_2 вблизи линейного тока $i_1 = \text{const}$ имеет скорость v_2 , параллельную скорости v_1 заряда $\sigma_1 dx$, и скорость v_2^{\perp} , перпендикулярную скорости v_1 .

Рассмотрим конкретный случай. Пусть вблизи линейного достаточно протяженного тока $i = \text{const}$ расположен замкнутый контур L_{ABCD} (рис. 52). Придадим контуру L_{ABCD} скорость движения v_2^{\perp} в направлении к проводнику с током i_1 . При указанном движении необходимо определить индуцируемую в контуре L_{ABCD} результатирующую ЭДС E_1 . Так как скорость v_2 движения контура L_{ABCD} в направлении тока i_1 равна нулю ($v_2 = 0$), то для (9.90), (9.92) устанавливаем

$$\mathbf{b}_p = \sum_i \mathbf{b}_i \equiv 0, \quad (9.93)$$

$$\mathbf{B}_p = \sum_i \mathbf{B}_i = \frac{2v_2^\perp v_1 \sigma_1}{c^2 r} \mathbf{x}_0. \quad (9.94)$$

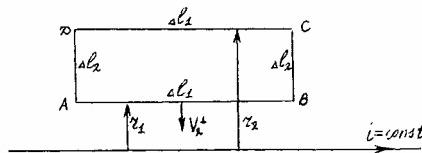


Рис. 52

Из (9.93), (9.94) следует, что в пространстве около движущегося контура L_{ABCD} будет существовать только одно вихревое градиентное электрическое поле $\sum_i \mathbf{B}_i$, и действовать оно будет только вдоль участков контура AB и CD в направлении, совпадающем с направлением тока i . Отсюда для результирующей ЭДС E_1 в контуре L_{ABCD} легко устанавливаем

$$E_1 = E_{AB} - E_{CD} = \mathbf{B}_p(r_1)\Delta l_{AB} - \mathbf{B}_p(r_2)\Delta l_{CD} = \frac{2v_2^\perp v_1 \sigma_1}{c^2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \Delta l_1. \quad (9.95)$$

Нетрудно показать, что точно к такому же, казалось бы, результату можно прийти, используя современное представление о магнитном потоке Φ векторного магнитного поля \mathbf{H}_\perp . Например, запишем для результирующей ЭДС E'_1 в контуре L_{ABCD} известное выражение

$$E'_1 = \oint_{L_{ABCD}} \widetilde{\mathbf{E}} d\mathbf{l} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (9.96)$$

Полагая для магнитного поля H_\perp линейного тока i справедливым равенство

$$H_\perp = \frac{1}{c} \frac{2i}{r}, \quad (9.97)$$

определим поток Φ магнитного поля H_\perp через контур L_{ABCD} ($dS = \Delta l dr$)

$$\Phi = \frac{2i}{c} \int_{r_1}^{r_2} \frac{\Delta l_1 dr}{r} = \frac{2i\Delta l_1}{c} (\ln r_1 - \ln r_2). \quad (9.98)$$

Найдем приращение потока Φ при изменении r_1 и r_2 на величину dr

$$d\Phi = \frac{2i\Delta l_1}{c} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) dr. \quad (9.99)$$

Подставляя (9.99) в (9.96), для результирующей ЭДС E'_1 в контуре L_{ABCD} находим

$$E'_1 = \frac{2i\Delta l_1}{c} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \frac{dr}{dt} = \frac{2v_2^\perp v_1 \sigma_1}{c^2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \Delta l_1, \quad (9.100)$$

что количественно совпадает с (9.95). Отличие результатов (9.95) и (9.100) заключается в том, что если расписать левую часть уравнения (9.96) в виде

$$E'_1 = \tilde{E} \Delta l_{AB} + \tilde{E} \Delta l_{BC} + \tilde{E} \Delta l_{CD} + \tilde{E} \Delta l_{DA} \quad (9.101)$$

или

$$E'_1 = E_{AB} + E_{BC} + E_{CD} + E_{DA}, \quad (9.102)$$

то можно видеть, что направление ЭДС на участках контура AB, BC, CD, DA определяется, в основном, правилом обхода по контуру L формального по существу магнитного потока Φ . Согласно же указанному правилу обхода магнитного потока Φ ЭДС на всех участках контура AB, BC, CD, DA должна быть только одного направления, совпадающего (или противоположного) с направлением обхода. Представление о суммарном магнитном потоке Φ через поверхность S контура L_{ABCD} как бы усредняет этот поток и сводит его к случаю цилиндрически симметричного магнитного потока Φ_0 через контур L_0 , периметр которого $L = 2\pi R$ равен периметру рассматриваемого контура L_{ABCD} . В последнем случае действительно имеет место равенство

$$E' = \tilde{E}_{cp} L = \tilde{E}_{cp} 2\pi R, \quad (9.103)$$

однако этот частный случай не имеет ничего общего с действительной индукцией вихревых электрических полей как в рассмотренном выше контуре L_{ABCD} , так и во многих других практических случаях. Подтверждением этому служат многочисленные экспериментальные наблюдения, согласно которым действительное распределение ЭДС в замкнутом контуре L_{ABCD} (рис. 52) соответствует только зависимости (9.95).

Предположим теперь, что контур L_{ABCD} (рис. 52) имеет скорость движения v_2 , совпадающую с направлением тока i_1 . В этом случае для (9.90), (9.92) будем иметь

$$\mathbf{b}_p = \sum_i \mathbf{b}_i = -\frac{2v_2 v_1 \sigma_1}{c^2 r} \mathbf{r}_0, \quad (9.104)$$

$$\mathbf{B}_p = \sum_i \mathbf{B}_i \equiv 0. \quad (9.105)$$

Вектор градиентного электрического поля \mathbf{b}_p (9.104) будет направлен по радиусу r и будет создавать ЭДС только вдоль радиальных участков контура BC и DA . А так как направления поля \mathbf{b}_p на этих участках совпадают друг с другом, то для результирующей ЭДС E_2 в контуре L_{ABCD} непосредственно устанавливаем

$$E_2 \equiv 0. \quad (9.106)$$

Действие же поля \mathbf{b}_p на участках контура AB и CD будет приводить только к поперечной поляризации этих участков. Данные выводы вполне согласуются и с лабораторными наблюдениями.

3. Энергия вихревых и градиентных электрических полей равномерно движущегося заряда

Выпишем выражения для градиентных и вихревых электрических полей от одиночного заряда e_1 в движущейся вместе с зарядом e_1 системе отсчета K'

$$\mathbf{a}_0 = -\frac{v_1^2 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.107)$$

$$\mathbf{b}_0 = -\frac{v_1^2 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.108)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}' = 0, \quad (9.109)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'' = 0, \quad (9.110)$$

$$\mathbf{A} = 0, \quad (9.111)$$

$$\mathbf{B} = 0. \quad (9.112)$$

При рассмотрении дополнительной системы отсчета K'' , движущейся параллельно с системой отсчета K' с относительной к ней скоростью Δv_2 , для

градиентных и вихревых электрических полей \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 , $\tilde{\mathbf{E}}'$, $\tilde{\mathbf{E}}''$, \mathbf{A} , \mathbf{B} в рассматриваемой системе отсчета K'' будем иметь

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_0 + \tilde{\mathbf{E}}' = -\frac{v_2 v_1^2 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.113)$$

$$\mathbf{b} = \mathbf{b}_0 + \tilde{\mathbf{E}}'' = -\frac{v_2 v_1 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.114)$$

$$\mathbf{A} = 0, \quad (9.115)$$

$$\mathbf{B} = 0. \quad (9.116)$$

И, наконец, в системе отсчета K_2^\perp , движущейся перпендикулярно к системе отсчета K' , соответственно будем иметь

$$\mathbf{a} = \mathbf{a}_0 + \tilde{\mathbf{E}}' = 0, \quad (9.117)$$

$$\mathbf{b} = \mathbf{b}_0 + \tilde{\mathbf{E}}'' = 0, \quad (9.118)$$

$$\mathbf{A} = \frac{v_2^\perp v_1 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.119)$$

$$\mathbf{B} = \frac{v_2^\perp v_1 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (9.120)$$

Для определения энергетических свойств полей (9.107)–(9.120) определим работу W , свершающую пробным зарядом e_2 при движении его в рассматриваемых полях (работа в кулоновском электрическом поле исключается из рассмотрения). Первоначально подвергнем исследованию «стационарное» градиентное электрическое поле \mathbf{a}_0 (9.107) от движущегося со скоростью $v_1 = \text{const}$ по оси x заряда e_1 (рис. 53).

Определим работу W , свершающую пробным зарядом e_2 при переносе его по оси x из бесконечности в точку N , находящуюся на оси x . Так как для точки N угол $\varphi = 0$, то для полей \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 , \mathbf{A} , \mathbf{B} , $\tilde{\mathbf{E}}''$ можно записать

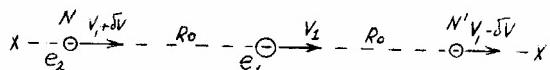


Рис. 53

$$\mathbf{a}_0 = -\frac{v_1^2 e_1 \cos \varphi}{c^2 R_0^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.121)$$

$$\mathbf{b}_0 = 0, \quad (9.122)$$

$$\mathbf{A} = 0, \quad (9.123)$$

$$\mathbf{B} = 0, \quad (9.124)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'' = 0, \quad (9.125)$$

где R_0 – расстояние точки N от заряда e_1 . Относительно же вихревого градиентного электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'$ допустим, что пробный заряд e_2 , находящийся на бесконечности от заряда e_1 , имеет скорость $v_2 = (v_1 + \delta v_2)$, отличающуюся на малую величину δv_2 от скорости v_1 заряда e_1 и медленно догоняет его по оси x , совершая при этом работу W . В этом случае для вихревого градиентного электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'$ будем иметь

$$\tilde{\mathbf{E}}' = \frac{\delta v_2 v_1 e_1}{c^2 R_0^2} \approx 0. \quad (9.126)$$

Таким образом, при медленном переносе пробного заряда e_2 из бесконечности в точку N основная работа будет совершаться только в градиентном электрическом поле \mathbf{a}_0 (9.121). При достижении пробным зарядом точки N для работы W в поле \mathbf{a}_0 , с учетом поля $\tilde{\mathbf{E}}'$ (9.126), можно записать

$$W = \int_{R_0}^{\infty} (\mathbf{a}_0 + \tilde{\mathbf{E}}') e_2 dR. \quad (9.127)$$

Подставляя (9.121), (9.126) в (9.127), будем иметь

$$W = \frac{e_2 e_1 v_1^2}{c^2 R_0} + \frac{e_2 e_1 \delta v_2 v_1}{c^2 R_0}. \quad (9.128)$$

Принимая во внимание (9.126), что $\delta v_2 \ll v_1$, для (9.128) окончательно находим

$$W = \frac{e_2 e_1 v_1^2}{c^2 R_0}. \quad (9.129)$$

Не акцентируя внимание, что представляет собой, с физической точки зрения, энергия W (9.129), пояснения по которой будут даны ниже, пока же следует отметить, что работа W переноса пробного заряда e_2 из бесконечно

сти в точку N' (рис. 53) методом медленного отставания, также оказывается равной

$$W = \frac{e_2 e_1 v_1^2}{c^2 R_0}. \quad (9.130)$$

Предположим теперь, что пробный заряд e_2 , имеющий скорость $v_2 = v_1$ и находящийся на бесконечном удалении от заряда e_1 по оси z (рис. 54), медленно приближается к заряду e_1 до точки N за счет наличия у заряда e_1 поперечной скорости δv_2^\perp . Для данного случая, при угле $\varphi = 90^\circ$, не равными нулю полями, очевидно, будут поля \mathbf{b}_0 (9.108) и \mathbf{B} (9.120), т.е.

$$\mathbf{b}_0 = -\frac{v_1^2 e_1}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.131)$$

$$\mathbf{B}_0 = \frac{\delta v_2^\perp v_1 e_1}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (9.132)$$

Однако, так как поле \mathbf{B} при перемещении пробного заряда e_2 по оси z создает только поперечную силу, то работа W будет обусловлена теперь только полем \mathbf{b}_0

$$W = -\frac{e_2 e_1 v_1^2}{c^2} \int_{R_0}^{\infty} \frac{dR}{R^2} = \frac{e_2 e_1 v_1^2}{c^2 R_0}, \quad (9.133)$$

что вновь тождественно с (9.129), (9.130).

Рассмотрим теперь общий случай, когда пробный заряд e_2 перемещается из бесконечности в произвольную точку N' (рис. 54), находящуюся на расстоянии R_0 от заряда e_1 . Для перемещения пробного заряда e_2 из беско-

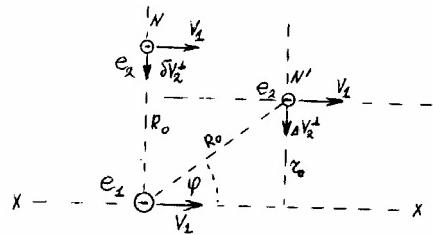


Рис. 54

нечности в точку N' воспользуемся вновь боковым перемещением его со скоростью δv_2^\perp по оси z' . Не равными нулю полями в данном случае будут

$$\mathbf{a}_0 = -\frac{v_1^2 e_1 \cos \varphi}{c^2 R_0^2} \mathbf{x}_0, \quad (9.134)$$

$$\mathbf{b}_0 = -\frac{v_1^2 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.135)$$

$$\mathbf{A}_0 = \frac{\delta v_2^\perp v_1 e_1 \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (9.136)$$

$$\mathbf{B}_0 = \frac{\delta v_2^\perp v_1 e_1 \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (9.137)$$

Поля \mathbf{a}_0 (9.134) и \mathbf{B} (9.137) создают силы, перпендикулярные к перемещению заряда e_2 , и в работе W участия не принимают. Следовательно, для работы W можно будет записать

$$W = \int_{R_0}^{\infty} (\mathbf{b}_0 + \mathbf{A}) e_2 dR. \quad (9.138)$$

Принимая во внимание, что $\sin \varphi = r/R$, $\cos \varphi = x/R$, для (9.138) будем иметь

$$W = \frac{e_2 e_1 v_1^2}{c^2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{r dr}{(x^2 + r^2)^{3/2}} + \frac{e_2 e_1 v_2^\perp v_1}{c^2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{x dr}{(x^2 + r^2)^{3/2}} \quad (9.139)$$

или

$$W = \frac{e_2 e_1 v_1^2}{c^2 R_0} + \delta W \quad (9.140)$$

где $\delta W \rightarrow 0$ при $\delta v_2^\perp \rightarrow 0$.

Таким образом, из рассмотренного выше просматривается определенная закономерность, что в движущейся системе отсчета K' , связанной с зарядом e_1 , состояние покоя пробного заряда e_2 в системе отсчета K' на расстоянии R от заряда e_1 в его «стационарных» градиентных полях \mathbf{a}_0 и \mathbf{b}_0 связано с появлением у пробного заряда e_2 дополнительной потенциальной энергии U , равной $-W$ (9.129), (9.130), (9.133), (9.140). Как будет показано ниже, данная потенциальная энергия U имеет аналогичное значение и в покоящейся лабораторной системе отсчета K' (релятивистские преобразования координат и полей в реальном околоземном пространстве гравитационного поля и физического вакуума неприменимы [4–11]).

Для определения физического смысла энергии W (9.129), (9.130), (9.133), (9.140) определим энергию магнитного взаимодействия $W_{\text{вз}}$ двух движущихся параллельно со скоростью $v_1 = v_2$ зарядов e_1 и e_2 (рис. 55), используя известную функциональную зависимость вида

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_V H^2 dV. \quad (9.141)$$

Предварительно убедимся в применимости зависимости (9.141) для случая одиночного движущегося со скоростью v_1 заряда e_1 . Принимая во внимание существование в пространстве около движущегося заряда e_1 двух типов магнитных полей \mathbf{H}_\perp и \mathbf{H}_\parallel [12, 18–21]

$$\mathbf{H}_\perp = \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{R^2} \sin \phi, \quad (9.142)$$

$$H_\parallel = \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{R^2} \cos \phi, \quad (9.143)$$

для полной энергии магнитных полей H_\perp и H_\parallel можно записать

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_V (H_\perp^2 + H_\parallel^2) dV = \frac{1}{8\pi} \int_V H_\parallel^2 dV = \frac{1}{8\pi} \int_V \left(\frac{e_1 v_1}{c R^2} \right)^2 dV, \quad (9.144)$$

где H_\parallel – формальная зависимость для полного магнитного поля, определяемого как

$$H_\parallel = \sqrt{H_\perp^2 + H_\parallel^2}. \quad (9.145)$$

Предполагая структуру заряда e_1 в виде сферы радиуса r_0 , для энергии W_H (9.145) магнитных полей H_\perp и H_\parallel будем иметь

$$W_H = \frac{1}{2} \frac{e_1^2 v_1^2}{c^2 r_0}. \quad (9.146)$$

Применительно к заряду e_1 электрона, для которого справедливо

$$m_0 c^2 = e^2 / r_0, \quad (9.147)$$

запись (9.146) соответствует

$$W_H = \frac{m_0 v_\perp^2}{2} \equiv W_k, \quad (9.148)$$

т.е. энергия W_H полного магнитного поля H_\parallel тождественно равна кинетической энергии движущегося заряда [20, 21].

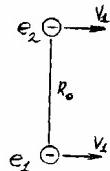


Рис. 55

Таким образом, полученные результаты (9.146), (9.148) вроде бы подтверждают приемлемость зависимости (9.141) для определения энергии магнитных полей одиночного движущегося заряда. Однако, как показывают исследования, попытки использования функциональной зависимости (9.141) для определения энергии магнитных полей одновременно от двух и более движущихся зарядов, наталкиваются на трудности принципиального характера. Даже если допустить, что в пространстве около двух движущихся зарядов e_1 и e_2 (наиболее простейший случай) существует только один тип векторного магнитного поля \mathbf{H}_\perp , то даже в этом случае известная функциональная зависимость (9.141) для энергии магнитных полей от двух движущихся зарядов e_1 и e_2

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta V}^{\infty} H_{\perp 1}^2 dV + \frac{2}{8\pi} \int_{\delta V}^{\infty} \mathbf{H}_{\perp 1} \cdot \mathbf{H}_{\perp 2} dV + \frac{1}{8\pi} \int_{\delta V}^{\infty} H_{\perp 2}^2 dV \quad (9.149)$$

обнаруживает определенную ограниченность. В частности, при определении энергии магнитного взаимодействия W_{B3} двух точечных движущихся зарядов e_1 и e_2

$$W_{B3} = \frac{2}{8\pi} \int_{\delta V}^{\infty} \mathbf{H}_{\perp 1} \cdot \mathbf{H}_{\perp 2} dV \quad (9.150)$$

аналогично как и для случая энергии электрического взаимодействия W_{B3} [22–24]

$$W_{B3} = \frac{2}{8\pi} \int_{\delta V}^{\infty} \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 dV, \quad (9.151)$$

обнаруживаются некоторые трудности в вычислении и интерпретации энергии (9.150). Однако, если в случае с энергией электрического взаимодействия W_{B3} (9.151) оказывается еще возможным выйти из положения, произвольно наложив ограничения ΔV на нижний предел интегрирования

$$W_{B3} = \frac{2}{8\pi} \int_{\Delta V}^{\infty} \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 dV, \quad (9.152)$$

то для случая магнитного взаимодействия W_{B3} (9.150) двух движущихся зарядов e_1 и e_2 , с учетом существования у зарядов двух типов магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel , даже вышеуказанные произвольные ограничения не приводят уже к приемлемым результатам. Обусловлено это тем, что при учете 2-х типов магнитных полей \mathbf{H}_\perp , H_\parallel движущихся зарядов e_1 и e_2 оказывается не

понятным, как могут суммироваться в зависимости (9.149) векторные $\mathbf{H}_{\perp 1}$, $\mathbf{H}_{\perp 2}$ и скалярные $H_{\parallel 1}$, $H_{\parallel 2}$ магнитные поля между собой – по правилу векторов или по правилу скаляров. Если же основываться на представлении о полном магнитном поле $\mathbf{H}_{\text{пп}1}$ и $\mathbf{H}_{\text{пп}2}$ движущихся зарядов e_1 и e_2 , то определенное сомнение вызывает сама зависимость (9.145) для полного магнитного поля $H_{\text{пп}}$.

Однако, тем не менее, если вновь обратиться к зависимости (9.145) для полного магнитного поля $H_{\text{пп}}$ и выписать ее совместно со скалярными выражениями магнитных полей H_{\perp} и H_{\parallel} в виде

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \sin \varphi, \quad (9.153)$$

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \cos \varphi, \quad (9.154)$$

$$H_{\text{пп}} = \sqrt{H_{\perp}^2 + H_{\parallel}^2}, \quad (9.155)$$

то обращает на себя внимание тот факт, что согласно записи (9.155) определяется обычно модуль вектора $|H_{\text{пп}}|$, т.е.

$$|H_{\text{пп}}| = \sqrt{H_{\perp}^2 + H_{\parallel}^2}, \quad (9.156)$$

а выражения (153), (154) соответствуют модулю компонент вектора $\mathbf{H}_{\text{пп}}$ (в цилиндрической системе координат)

$$H_{\perp} = |\mathbf{H}_{\text{пп}}^{\perp}| = \left| \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{R^2} \sin \varphi \mathbf{r}_0 \right|, \quad (9.157)$$

$$H_{\parallel} = |\mathbf{H}_{\text{пп}}^{\parallel}| = \left| \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{R^2} \cos \varphi \mathbf{x}_0 \right|, \quad (9.158)$$

Но в таком случае для вектора полного магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{пп}}$ следует, очевидно, записать

$$\mathbf{H}_{\text{пп}} = \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{R^3} \mathbf{R}. \quad (9.159)$$

С представлением полного магнитного поля $\mathbf{H}_{\text{пп}}$ (9.159) как векторной величины сферически симметричного поля, выражения (9.153), (9.154), (9.155) сразу же приобретают вполне определенный физический смысл. Одновременно разрешаются и трудности с суммированием «векторных» \mathbf{H}_{\perp} (9.153) и «скалярных» H_{\parallel} (9.154) магнитных полей движущихся зарядов e_1 и

«скалярных» H_{\parallel} (9.154) магнитных полей движущихся зарядов e_1 и e_2 при определении энергии W_H взаимодействующих магнитных полей

$$\begin{aligned} W_H &= \frac{1}{8\pi} \int_V (\mathbf{H}_{n1}^2 + \mathbf{H}_{n2}^2)^2 dV = \\ &= \frac{1}{8\pi} \int_V H_{n1}^2 dV + \frac{2}{8\pi} \int_V \mathbf{H}_{n1} \cdot \mathbf{H}_{n2} dV + \frac{1}{8\pi} \int_V H_{n2}^2 dV. \end{aligned} \quad (9.160)$$

С учетом ограничений на нижний предел интегрирования в среднем интеграле функциональная зависимость (9.160) дает уже приемлемые результаты как для собственной энергии магнитных полей движущихся зарядов e_1 и e_2 , так и для энергии магнитного взаимодействия между ними.

Выпишем из (9.160) член, соответствующий энергии взаимодействия магнитных полей \mathbf{H}_{n1} и \mathbf{H}_{n2} между собой для случая 2-х параллельно движущихся зарядов e_1 и e_2

$$W_{B3} = \frac{1}{4\pi} \int_V \mathbf{H}_{n1} \cdot \mathbf{H}_{n2} dV. \quad (9.161)$$

Для упрощения расчетов допустим, что заряды e_1 и e_2 движутся с одинаковыми скоростями $v_1 = v_2$ вдоль оси x на расстоянии R_0 друг от друга (рис. 56). В этом случае для энергии магнитного взаимодействия W_{B3} (9.161) движущихся зарядов e_1 и e_2 следует записать

$$W_{B3} = \frac{1}{4\pi} \int_V H_{n1} H_{n2} \cos \gamma dV, \quad (9.162)$$

где γ – угол между векторами \mathbf{H}_{n1} и \mathbf{H}_{n2} .

Принимая во внимание, что для полей H_{n1} и H_{n2} можно записать

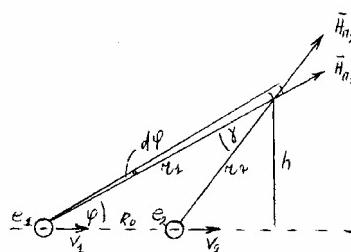


Рис. 56

$$H_{n1} = \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{r_1^2}, \quad (9.163)$$

$$H_{n2} = \frac{1}{c} \frac{e_2 v_2}{r_2^2}. \quad (9.164)$$

Если $\cos \gamma$ выразить в виде

$$\cos \gamma = \frac{r_2^2 + r_1^2 - R_0^2}{2r_1 r_2}, \quad (9.165)$$

для (9.162) получим

$$W_{B3} = \frac{e_1 v_1 e_2 v_2}{4\pi c^2} \int \frac{r_2^2 + r_1^2 - R_0^2}{2r_1^3 r_2^3} dV. \quad (9.166)$$

Подставляя в (9.166)

$$r_2 = r_1^2 - 2r_1 R_0 \cos \gamma + R_0^2,$$

$$dV = 2\pi r_1^2 \sin \gamma d\phi dr_1$$

и производя упрощения, будем иметь

$$W_{B3} = \frac{e_1 v_1 e_2 v_2}{2c^2} \int_{r_1} \int_{\varphi} \frac{(r_1 - R_0 \cos \phi) \sin \phi}{(r_1^2 - 2r_1 R_0 \cos \gamma + R_0^2)^{3/2}} d\phi dr_1. \quad (9.167)$$

Интегрируя по углу ϕ и подставляя пределы интегрирования $\phi_1 = 0$ и $\phi_2 = \pi$, для (9.167) находим

$$W_{B3} = \frac{e_1 v_1 e_2 v_2}{c^2} \int_{r_1} \frac{dr_1}{r_1^2}. \quad (9.168)$$

Введем ограничения на нижний предел интегрирования так же, как это было сделано в (9.152). В частности, нижний предел интегрирования в (9.168) положим равным расстоянию R_0 между движущимися зарядами e_1 и e_2 (введение подобного ограничения обусловлено, как это было отмечено выше,

ограниченностью функциональной зависимости вида (9.141) для случая системы двух и более зарядов)

$$W_{B3} = \frac{e_1 v_1 e_2 v_2}{c^2} \int_{r_1} \frac{dr_1}{r_1^2} = \frac{e_1 v_1 e_2 v_2}{c^2 R_0}. \quad (9.169)$$

При одинаковой скорости $v_1 = v_2$ движения зарядов e_1 и e_2 по оси x (рис. 56) из (9.169) непосредственно устанавливаем

$$W_{\text{вз}} = \frac{e_1 e_2 v_1^2}{c^2 R_0}, \quad (9.170)$$

что тождественно с (9.129), (9.130), (9.133), (9.140).

Таким образом, сопоставляя результаты (9.129), (9.130), (9.133), (9.140) с (9.170), можно уже с достоверностью утверждать, что работа переноса пробного заряда e_2 в «стационарных» градиентных электрических полях \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 (9.107), (9.108) представляет собой не что иное, как энергию магнитного взаимодействия $W_{\text{вз}}$ (9.161), (9.170) двух движущихся параллельно зарядов e_1 и e_2 , находящихся в рассматриваемый момент на расстоянии R_0 друг от друга. Более того, из (9.169) видно, что скорость v_2 пробного заряда e_2 может быть и отличной от скорости v_1 заряда e_1 по величине, однако в этом случае энергии магнитного взаимодействия $W_{\text{вз}}$ (9.169)

$$W_{\text{вз}} = \frac{e_1 v_1 e_2 v_2}{c^2 R_0} \quad (9.171)$$

будет соответствовать уже работа W не в «стационарных» градиентных электрических полях \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 (9.107), (9.108), а в соответствующих «динамических» градиентных электрических полях \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 (9.113), (9.114). Из полученного тождества (9.129), (9.130), (9.133), (9.140) с (9.170) следует также, что градиентные электрические поля \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 (9.107), (9.108) движущегося заряда e_1 функционально должны легко выражаться через магнитные поля H_{\parallel} и H_{\perp} . Для того чтобы убедиться в этом, запишем поля \mathbf{a}_0 (9.107) и \mathbf{b}_0 (9.108) в виде

$$\mathbf{a}_0 = \frac{v_2}{c} \left(\frac{1}{c} - \frac{e_1 v_1}{R^2} \cos \varphi \right) \mathbf{x}_0, \quad (9.172)$$

$$\mathbf{b}_0 = \frac{v_2}{c} \left(\frac{1}{c} - \frac{e_1 v_1}{R^2} \sin \varphi \right) \mathbf{r}_0. \quad (9.173)$$

Принимая во внимание (9.153), (9.154), для (9.172), (9.173) можно еще записать

$$\mathbf{a}_0 = \frac{v_2}{c} H_{\parallel} \mathbf{x}_0, \quad (9.174)$$

$$\mathbf{b}_0 = \frac{v_2}{c} H_{\perp} \mathbf{r}_0. \quad (9.175)$$

Сопоставляя градиентное электрическое поле \mathbf{b}_0 (9.175) с электрическим полем $\mathbf{E}'_{\text{эф}}$, определяемым из формулы Лоренца

$$\mathbf{E}'_{\text{эф}} = \frac{1}{c} [\mathbf{v}_2 \times \mathbf{H}_{\perp}] = \frac{v_2}{c} (H_{\perp}) [\mathbf{x}_0 \times \mathbf{b}_0] = \frac{v_2}{c} (H_{\perp}) \mathbf{r}_0, \quad (9.176)$$

обнаруживаем заметное их сходство. С физической точки зрения отличия между ними заключаются в том, что в (9.175) единичный вектор \mathbf{r}_0 определяет собой направление компоненты $\mathbf{H}_{\text{n}}^{\perp}$ полного магнитного поля

$$\mathbf{H}_{\text{n}}^{\perp} = \frac{1}{c} \frac{e_1 v_1}{R^2} \sin \varphi \mathbf{r}_0, \quad (9.177)$$

между тем как в (9.176) единичный вектор \mathbf{r}_0 не имеет непосредственной физической связи ни с направлением вектора магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} , ни с направлением вектора скорости \mathbf{v}_2 . Если принять во внимание, что учет только одного векторного магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} в (9.176) не определяет собой и действительного направления силы на пробный заряд e_2 , то формальная сущность записи (9.176) оказывается очевидной. Аналогичным образом можно определить формальную сущность направления вектора электрического поля $\mathbf{E}''_{\text{эф}}$, определяемого из формулы магнитного взаимодействия (9.47) через одно скалярное магнитное поле

$$\mathbf{E}''_{\text{эф}} = \frac{1}{c} (\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{H}_{\parallel}) = \frac{v_2}{c} (H_{\parallel}) \mathbf{x}_0, \quad (9.178)$$

где единичный вектор \mathbf{r}_0 , опять же, не имеет непосредственной физической связи с магнитным полем H_{\parallel} . Из рассмотренного выше можно заключить, что только представление о полном магнитном поле \mathbf{H}_{n} дает возможность установить непосредственную физическую и функциональную взаимосвязь между направлениями компонент \mathbf{a}_0 и \mathbf{b}_0 вектора электрического поля ($\mathbf{a}_0 + \mathbf{b}_0$) и направлением компонент $\mathbf{H}_{\text{n}}^{\perp}$ и $\mathbf{H}_{\text{n}}^{\parallel}$ вектора магнитного поля \mathbf{H}_{n} , т.е.

$$\mathbf{a}_0 = \frac{v_2}{c} \mathbf{H}_{\text{n}}^{\parallel}, \quad (9.179)$$

$$\mathbf{b}_0 = \frac{v_2}{c} \mathbf{H}_{\text{n}}^{\perp}. \quad (9.180)$$

откуда следует

$$\mathbf{a}_0 + \mathbf{b}_0 = \frac{v_2}{c} \mathbf{H}_{\text{n}}. \quad (9.181)$$

Если же принять во внимание еще те трудности, к которым приводят представления о векторном \mathbf{H}_\perp (9.4) и скалярном H_\parallel (9.5) магнитных полях при определении энергии магнитных полей от системы зарядов, то из (9.179)–(9.181), в свою очередь, напрашивается вывод, что применимость представлений о данных полях \mathbf{H}_\perp и H_\parallel также необходимо считать ограниченной.

После установления полного соответствия (9.129), (9.130), (9.133), (9.140) с (9.170) для частного случая параллельного движения 2-х зарядов по аналогии можно попытаться теперь рассмотреть и случай с перпендикулярной скоростью v_2^\perp движения пробного заряда e_2 в вихревых градиентных электрических полях **A** (9.119) и **B** (9.120). Так как перемещение пробного заряда e_2 в вихревом градиентном электрическом поле **B** вызывает появление силы, перпендикулярной к направлению перемещения, то эта сила работы не совершает и может быть исключена из рассмотрения. Для работы же W^\perp перемещения пробного заряда e_2 в вихревом градиентном электрическом поле **A** можно записать

$$W^\perp = \frac{v_2^\perp v_1 e_2 e_1}{c^2} \int \frac{x \, dr}{R^3} = \frac{v_2^\perp v_1 e_2 e_1}{c^2} \int \frac{x \, dr}{(x^2 + r^2)^{3/2}}. \quad (9.182)$$

Однако эта работа W^\perp (9.182) не будет уже соответствовать энергии $W_{\text{вз}}$ магнитного взаимодействия перпендикулярно движущихся зарядов e_1 и e_2 , так как такой энергией обладают только градиентные электрические поля **a**₀, **b**₀. Для случая же перпендикулярно движущихся зарядов e_1 и e_2 градиентные электрические поля **a**₀, **b**₀ в системе пробного заряда e_2 всегда остаются равными нулю, в то время как вихревые градиентные электрические поля **A** и **B** обусловливают собой только упругое взаимодействие зарядов e_1 и e_2 . При этом работа W^\perp (9.182) как раз и определяет энергию упругого взаимодействия перпендикулярно движущихся зарядов.

3. Работа поляризации физического вакуума в градиентных электрических полях и энергия магнитных полей движущихся зарядов

Найденное выше полное соответствие между работой W в градиентных электрических полях **a**₀, **b**₀ (или **a**, **b**) движущихся параллельно зарядов e_1 и e_2 с энергией магнитного взаимодействия $W_{\text{вз}}$ между этими же зарядами все же не дает еще полного представления о физической сущности энергии этих полей **a**₀, **b**₀ (или **a**, **b**). Ограниченностъ данных представлений видна, хотя бы, в том, что с помощью их не представляется возможным определить соб

ственную энергию W_a, W_b этих полей, аналогично собственной энергии W_H магнитных полей движущихся зарядов. В связи с этим, для определения полной энергии $W_{a,b}$ градиентных электрических полей $\mathbf{a}_0, \mathbf{b}_0$ воспользуемся представлением о поляризационных свойствах среды физического вакуума аналогично, как это было рассмотрено для случая энергии кулоновских электрических полей [24]. Определим энергию $W_{a,b}$ градиентных электрических полей $\mathbf{a}_0, \mathbf{b}_0$ через работу поляризации вакуумной среды

$$W_{a,b} = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{\infty} (\mathbf{a}_{0_i} + \mathbf{b}_{0_i}) e_{0_i} dr_i, \quad (9.183)$$

где e_{0_i} – поляризационный заряд вакуумной среды от заряда e_1

$$e_{0_i} = \frac{1}{4\pi} \int_S \mathbf{E}_1 d\mathbf{S} = -e_1. \quad (9.184)$$

С учетом (9.107), (9.108) и (9.184), для работы поляризации вакуумной среды будем иметь

$$W_{\text{вз}} = \frac{v_1^2 e_1 e_{0_i}}{2c^2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{v_1^2 e_1 e_{0_i}}{2c^2 r_0}, \quad (9.185)$$

где r_0 – радиус заряда e_1 . Так как для заряда e_{0_i} справедливо (9.184), то для работы поляризации $W_{a,b}$ (9.185) можно еще записать

$$W_{a,b} = \frac{1}{2} \frac{v_1^2 e_1^2}{r_0 c^2}. \quad (9.186)$$

Сопоставляя работу поляризации $W_{a,b}$ (9.186) вакуумной среды градиентными электрическими полями $\mathbf{a}_{0_i}, \mathbf{b}_{0_i}$ движущегося заряда e_1 с энергией W_H (9.146) магнитных полей H_{\perp}, H_{\parallel} этого же заряда e_1 , обнаруживаем полное их тождество

$$W_{a,b} \equiv W_H. \quad (9.187)$$

Предположим теперь, что имеется система из 2-х параллельно движущихся с одинаковыми скоростями $v_1 = v_2$ зарядов e_1 и e_2 (рис. 54). Для работы поляризации вакуумной среды в этом случае можно записать [24]

$$W_0 = \frac{1}{2} \int (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1})(e_{0_1} + e_{0_2}) d\mathbf{r}_1 + \frac{1}{2} \int (\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2})(e_{0_1} + e_{0_2}) d\mathbf{r}_2 , \quad (9.188)$$

где e_{0_1} – поляризационный заряд вакуумной среды от заряда e_1 ; e_{0_2} – поляризационный заряд вакуумной среды от заряда e_2 . Запись (9.188) может быть представлена еще в виде

$$\begin{aligned} W_0 = & \frac{1}{2} \int (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}) e_{0_1} d\mathbf{r}_1 + \\ & + \frac{1}{2} \left\{ \int (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}) e_{0_2} d\mathbf{r}_1 + \int (\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2}) e_{0_1} d\mathbf{r}_2 \right\} + \\ & + \frac{1}{2} \int (\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2}) e_{0_2} d\mathbf{r}_2 . \end{aligned} \quad (9.189)$$

Если сравнить первый и последний члены справа с (9.183), то обнаруживаем, что они представляют собой работу W_1 и W_2 поляризации вакуумной среды отдельно одним e_1 и другим e_2 зарядом, т.е. представляют собой собственную энергию W_{H_1} и W_{H_2} магнитных полей от одного и другого заряда

$$W_1 = \frac{e_1 e_{0_1} v_1^2}{2 r_0 c^2} \equiv W_{H_1} , \quad (9.190)$$

$$W_2 = \frac{e_2 e_{0_2} v_2^2}{2 r_0 c^2} \equiv W_{H_2} . \quad (9.191)$$

Средний же член в круглых скобках в (9.189) отражает собой перекрестную работу поляризации вакуумной среды полями \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} и \mathbf{a}_{0_2} , \mathbf{b}_{0_2} , т.е.

$$W_x = \frac{1}{2} \left\{ \int_{R_0}^{\infty} (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}) e_{0_2} d\mathbf{r}_1 + \int_{R_0}^{\infty} (\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2}) e_{0_1} d\mathbf{r}_2 \right\} , \quad (9.192)$$

где R_0 – расстояние между зарядами e_1 и e_2 . Необходимость введения ограничений на нижние пределы интегрирования в (9.192) непосредственно следует из условия теоремы Остроградского-Гаусса. Подставляя в (9.192) значения для полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} и \mathbf{a}_{0_2} , \mathbf{b}_{0_2} , находим

$$W_x = \frac{1}{2} \left(\frac{e_1 e_{0_2} v_1^2}{R_0 c^2} + \frac{e_2 e_{0_1} v_2^2}{R_0 c^2} \right). \quad (9.193)$$

Полагая $e_{0_1} = e_1$, $e_{0_2} = e_2$, для (9.193) окончательно устанавливаем

$$W_x = \frac{e_1 e_2}{2 R_0 c^2} (v_1^2 + v_2^2). \quad (9.194)$$

При равных скоростях движения $v_1 = v_2$ зарядов e_1 и e_2 для работы поляризации W_x (9.194) вакуумной среды будем иметь

$$W_x = \frac{e_1 e_2 v_1^2}{R_0 c^2}, \quad (9.195)$$

что эквивалентно (9.129), (9.130), (9.133), (9.140) и (9.170).

Если теперь рассмотреть случай параллельного движения зарядов e_1 и e_2 с разными скоростями v_1 и v_2 ($v_1 \neq v_2$), то для функциональной зависимости (9.192) «стационарные» градиентные электрические поля \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 должны быть заменены соответственно «динамическими» градиентными электрическими полями \mathbf{a} , \mathbf{b} :

$$W_x = \frac{1}{2} \left\{ \int_{R_0}^{\infty} (\mathbf{a}_1 + \mathbf{b}_1) e_{0_2} d\mathbf{r}_1 + \int_{R_0}^{\infty} (\mathbf{a}_2 + \mathbf{b}_2) e_{0_1} d\mathbf{r}_2 \right\}. \quad (9.196)$$

Подставляя в (9.196) значения для полей \mathbf{a}_1 , \mathbf{b}_1 и \mathbf{a}_2 , \mathbf{b}_2 , получим

$$W_x = \frac{1}{2} \left(\frac{e_1 e_{0_2} v_1 v_2}{R_0 c^2} + \frac{e_2 e_{0_1} v_1 v_2}{R_0 c^2} \right) \quad (9.197)$$

или, с учетом $e_{0_1} = e_1$, $e_{0_2} = e_2$, для (9.197) устанавливаем

$$W_x = \frac{e_2 e_1 v_2 v_1}{R_0 c^2}, \quad (9.198)$$

что эквивалентно уже (9.169).

Выводы

Таким образом, представление о работе поляризации вакуумной среды градиентными электрическими полями \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 и \mathbf{a} , \mathbf{b} дает удовлетворительное согласие с энергией магнитных полей как одиночного движущегося заряда, так и системы зарядов. При этом, если выражения для работы поляризации W_1 , W_2 , W_x (9.190), (9.191), (9.193) и соответствующие выражения для энергии магнитных полей W_{H_1} , W_{H_2} , W_{B3} (9.160), (9.169) для сравнения записать совместно в виде

$$\left(\frac{e_1 v_1^2}{2r_0 c^2} \right) e_{0_1} = W_1 \equiv W_{H_1} = \left(\frac{e_1 v_1^2}{2r_0 c^2} \right) e_1, \quad (9.199)$$

$$\left(\frac{e_2 v_2^2}{2r_0 c^2} \right) e_{0_2} = W_2 \equiv W_{H_2} = \left(\frac{e_2 v_2^2}{2r_0 c^2} \right) e_2, \quad (9.200)$$

$$\left(\frac{e_1 v_1 v_2}{2r_0 c^2} \right) e_{0_2} + \left(\frac{e_2 v_2 v_1}{2r_0 c^2} \right) e_{0_1} = W_x \equiv W_{B3} = \left(\frac{e_1 v_1 v_2}{2r_0 c^2} \right) e_1 + \left(\frac{e_2 v_2 v_1}{2r_0 c^2} \right) e_2, \quad (9.201)$$

то обнаруживаемое отличие между ними оказывается обусловленным, в основном, тем, что энергия W_{H_1} , W_{H_2} , W_{B3} магнитных полей и взаимодействий представляет собой как бы результат взаимодействия заряда с самим собой или одного заряда e_2 с другим зарядом e_1 через пространство по принципу дальнодействия. Между тем как энергия W_1 , W_2 , W_x градиентных электрических полей отражает собой взаимодействие градиентных полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} заряда e_1 с поляризационными зарядами e_{0_1} вакуумной среды всего окружающего заряд e_1 пространства или взаимодействие градиентных полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} с поляризационными зарядами e_{0_2} вакуумной среды всего окружающего заряд e_2 пространства. Следовательно, с представлением об

энергии магнитных полей движущегося заряда e неразрывно связано представление об абстрактном абсолютно пустом математическом пространстве и принципе дальнодействия, между тем как, основываясь на представлениях об энергии градиентных электрических полей движущегося заряда, оказывается необходимым допущение реальности существования особой материальной среды физического пространства – физического вакуума.

Литература

1. Николаев Г.В. Система уравнений для аксиального (скалярного) и радиального (векторного) магнитных полей движущегося заряда. V. Деп. ВИНИТИ, № 2664-80.
2. Николаев Г.В. Системы уравнений для вихревых электрических полей равномерно и ускоренно движущегося заряда. VI. Деп. ВИНИТИ, № 2665-80.
3. Николаев Г.В. Система уравнений для градиентных электрических полей движущегося заряда. VII. Деп. ВИНИТИ, № 2666-80.
4. Николаев Г.В. Законы механики и электродинамики околоземного пространства. Научный отчет, ВНТИЦентр, рег. 74007254, инв. № Б324555 от 21.05.74.
5. Николаев Г.В. Границы применимости классической и релятивистской электродинамики в околоземном пространстве. Научный отчет, ВНТИЦентр, рег. 74007254, инв. № Б340882 от 22.10.74.
6. Николаев Г.В. О законах электродинамики и оптики во вращающихся относительно Земли системах отсчета. Деп. ВИНИТИ, № 2911-74.
7. Николаев Г.В., Окулов Б.В. К вопросу об экспериментальном обосновании принципа относительности. Деп. ВИНИТИ, № 3064-74.
8. Николаев Г.В. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета. Деп. ВИНИТИ, № 1937-75.
9. Николаев Г.В. Эффект Холла и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчета. Деп. ВИНИТИ, № 2507-75.
10. Николаев Г.В. Об ограниченности методов классической и релятивистской электродинамики в условиях на поверхности Земли. Деп. ВИНИТИ, № 3277-75.
11. Николаев Г.В. О проверке фундаментальных соотношений на ИСЗ. Деп. ВИНИТИ, № 3429-75.
12. Николаев Г.В. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда. IV. Деп. ВИНИТИ, № 528-79.
13. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976.
14. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1973.
15. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1969.
16. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. кн. 6 – М.: Мир, 1977.
17. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Т. 2. – М.: Наука, 1971.
18. Николаев Г.В. I. Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, № 3487-78.
19. Николаев Г.В. II. Токи смещения и радиальное магнитное поле линейного тока. Деп. ВИНИТИ, № 3488-78.
20. Николаев Г.В. III. Токи смещения и аксиальное магнитное поле движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, № 591-79.
21. Николаев Г.В., Окулов Б.В. Об инерционных свойствах электронов. Деп. ВИНИТИ, № 4399-77.

22. Николаев Г.В. I. Проблемы электростатики пустого пространства. Деп. ВИНТИ, № 2417-80.
23. Николаев Г.В. II. Физический вакуум реального пространства. Деп. ВИНТИ, № 2418-80.
24. Николаев Г.В. III. Вопросы электростатики вакуумной среды. Деп. ВИНТИ, № 2419-80.

Глава 10. Вихревое электрическое поле ускоренно движущегося заряда и законы инерции зарядов
(1985 г.)

1. Энергия ускоренно движущегося заряда и индукция вихревых электрических полей

В пространстве около прямолинейно и ускоренно движущегося заряда e_1 индуцируется сферически-симметричное вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ [1], определяемое либо через изменение во времени векторного потенциала \mathbf{A} ($v \ll c$)

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} = -\frac{e_1}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t}, \quad (10.1)$$

где R – расстояние от точки наблюдения N до заряда e_1 , либо через изменение энергии полного магнитного поля $H_{\text{п1}}$ движущегося заряда e_1 в пространстве вне объема ΔV сферы радиуса R

$$\tilde{E}_1 = \frac{2}{e_1 v_1} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{8\pi} \int_{\Delta V}^{\infty} H_{\text{п1}}^2 dV \right), \quad (10.2)$$

где

$$H_{\text{п1}} = \sqrt{H_{\perp 1}^2 + H_{\parallel 1}^2}. \quad (10.3)$$

Было установлено также, что работа W , производимая вихревым электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (10.1), (10.2) над пробным зарядом e_2 при перемещении его в точку N , определяется изменением той энергии δW полного магнитного поля $H_{\text{п}}$, которая заключена во внешней части телесного угла, опирающегося на поверхность δS , равную площади поперечного сечения пробного заряда e_2 . При этом, если допустить, что вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ смешает пробный заряд e_2 на отрезок пути Δl_2 , равный отрезку пути Δl_1 ускоре-

ния заряда e_1 , то для результирующей величины вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_p$ следует записать

$$\tilde{\mathbf{E}}_p = -\left(\frac{e_1}{4\pi c^2 R^3} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} \right) \delta S . \quad (10.4)$$

Вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (10.1), (10.2) во всех точках пространства вне движущегося заряда e_1 всегда направлен противоположно направлению ускорения заряда e_1 и на поверхности самого ускоряемого заряда e_1 определяется выражением

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{e_1}{c^2 r_0} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} , \quad (10.5)$$

где r_0 – радиус сферического заряда e_1 . Таким образом, при действии на ускоряемый заряд e_1 ускоряющей силы F_y , определяемой как

$$\mathbf{F}_y = m_{01} w_1 , \quad (10.6)$$

где m_{01} – масса ускоряемого заряда e_1 ; w_1 – ускорение, приобретаемое зарядом e_1 , последний испытывает силу торможения F_t от собственного вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (10.1), (10.2)

$$\mathbf{F}_t = \tilde{\mathbf{E}}_{01} e_1 , \quad (10.7)$$

которая стремится воспрепятствовать ускоренному движению заряда e_1 и которая воспринимается как дополнительная инерция заряда e_1 . При этом как ускоряющей силой F_y (10.6), так и тормозящей силой F_t (10.7) на пути Δl будет совершена работа

$$W_y = \mathbf{F}_y \Delta l = m_{01} w_1 \Delta l , \quad (10.8)$$

$$W_t = \mathbf{F}_t \Delta l = \tilde{\mathbf{E}}_{01} e_1 \Delta l . \quad (10.9)$$

Предполагая движение заряда e_1 равноускоренным:

$$w_1 = \Delta v / \Delta t , \quad (10.10)$$

$$\Delta l = v \Delta t / 2 , \quad (10.11)$$

для (10.8), (10.9), с учетом (10.5), можно записать

$$W_y = m_{01} v_1^2 / 2 , \quad (10.12)$$

$$W_t = \frac{e_1^2 v_1^2}{2r_0 c^2}. \quad (10.13)$$

Если предположить еще, что ускоряемым зарядом e_1 является заряд электрона, для которого справедливо

$$m_0 = \frac{e^2}{r_0 c^2}, \quad (10.14)$$

то для (10.13) получим

$$W_t = \frac{m_0 v_1^2}{2}, \quad (10.15)$$

что эквивалентно (10.12). Отсюда для ускоряющей F_y (10.6) и тормозящей F_t (10.7) силы устанавливаем

$$\mathbf{F}_y \equiv \mathbf{F}_t. \quad (10.16)$$

Следовательно, можно утверждать, что при ускоренном движении электрона e_1 под действием ускоряющей силы F_y (10.6), последний испытывает силу торможения F_t (10.7), равную силе ускорения F_y (10.6), которая полностью обусловлена действием на ускоряемый заряд e_1 собственного вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (10.5). Выше было отмечено, что работа W_t (10.15), производимая вихревым электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}_1$ над пробным зарядом e_2 , не может быть больше той части δW_n энергии магнитного поля H_n , которая локализована во внешней части телесного угла, опирающегося на сечение данного заряда. Однако, если пробным зарядом рассматривается сам ускоряемый заряд e_1 электрона, то для полной энергии W_H магнитного поля H_n во внешней части пространства от заряда e_1 находим

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_V H_n^2 dV = \frac{e_1^2 v_1^2}{2r_0 c^2}, \quad (10.17)$$

или, с учетом (10.14),

$$W_H = \frac{m_0 v_1^2}{2} \equiv W_t, \quad (10.18)$$

что действительно соответствует (10.15).

Предположим теперь, что ускоряемой заряженной частицей является не электрон e_1 , а какая-либо другая заряженная частица с массой m_1 и заря-

дом e_1 . В этом случае для работы ускоряющей F_y (10.6) и тормозящей F_t (10.7) силы можно записать

$$W_y = \frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{(m_{\text{р}} + m_3)v_1^2}{2}, \quad (10.19)$$

$$W_t = \frac{m_1 v_1^2}{2} = \frac{m_3 v_1^2}{2}, \quad (10.20)$$

где $m_{\text{р}}$ – гравитационная масса заряда e_1 ; m_3 – электромагнитная масса заряда e_1 . То есть, работа W_y ускоряющей силы F_y (10.6) больше работы W_t тормозящей силы F_t (10.7) вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ от ускоряемого заряда e_1 на величину энергии

$$W_{\text{р}} = \frac{m_{\text{р}} v_1^2}{2}, \quad (10.21)$$

равной той кинетической энергии данной частицы, которую она приобрела бы при ускорении до скорости v_1 , будучи нейтральной. Следовательно, так называемая «масса покоя» любой заряженной частицы (кроме электрона и позитрона) всегда включает в себе еще дополнительную массу m_3 заряда e_1

$$m_3 = \frac{2W_t}{v_1^2} = \frac{2W_H}{v_1^2}, \quad (10.22)$$

которая по природе своей существенно отлична от гравитационной массы $m_{\text{р}}$ частицы [2]

$$m_{\text{р}} = m - m_3. \quad (10.23)$$

Для случая же электронов (позитронов) e , для которых «масса покоя» m_0 полностью обусловлена электромагнитной массой m_3 заряда e электрона

$$m_0 = m_3, \quad (10.24)$$

гравитационная масса $m_{\text{р}}^e$ электрона e равна нулю

$$m_{\text{р}}^e \equiv 0. \quad (10.25)$$

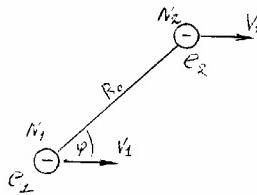


Рис. 57

2. Энергия взаимодействия двух ускоренно движущихся зарядов и индукция вихревых электрических полей

Определим воздействие вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ от ускоряющегося заряда e_1 на другие электрические заряды, ускоряемые вместе с зарядом e_1 . Предположим, что вместе с зарядом e_1 ускоряется до скорости v_1 в одном направлении и пробный заряд e_2 , находящийся на неизменном расстоянии R_0 от заряда e_1 в точке N (рис. 57). Согласно (1), для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ в точке N_2 от заряда e_1 можно, очевидно, записать

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{e_1}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t}. \quad (10.26)$$

При ускорении пробного заряда e_2 внешней ускоряющей силой до скорости v_1 в поле $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (10.26) будет совершена работа

$$W_{21} = \tilde{\mathbf{E}}_1 e_2 \Delta \mathbf{l}. \quad (10.27)$$

Подставляя (10.26) в (10.27) и принимая во внимание (10.11), будем иметь

$$W_{21} = \frac{e_2 e_1 v_1^2}{2 R_0 c^2}. \quad (10.28)$$

Однако при ускоренном движении пробного заряда e_2 в пространстве около него будет индуцироваться еще собственное вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_2$, и для точки N_1 , где находится заряд e_1 , можно записать

$$\tilde{\mathbf{E}}_2 = -\frac{e_2}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t}. \quad (10.29)$$

Следовательно, и при ускоренном движении заряда e_1 до скорости v_1 будет совершена еще дополнительная работа W_{12} , равная

$$W_{12} = \frac{e_1 e_2 v_1^2}{2 R_0 c^2}. \quad (10.30)$$

Если же еще учесть работы W_1 и W_2 в собственных вихревых электрических полях $\tilde{\mathbf{E}}_1$ и $\tilde{\mathbf{E}}_2$ зарядов e_1 и e_2 , то для суммарной работы W , совершаемой ускоряющей силой при ускорении зарядов e_1 и e_2 до скорости $v_1 = v_2$, получим

$$W = W_1 + W_{21} + W_{12} + W_2 = \frac{e_1 v_1^2}{2 r_0 c^2} + 2 \left(\frac{e_1 e_2 v_1^2}{2 R_0 c^2} \right) + \frac{e_2 v_1^2}{2 r_0 c^2}. \quad (10.31)$$

Сравнивая полученное выражение (10.31) с результирующей энергией W_{H_n} магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel движущихся зарядов e_1 и e_2 в виде (см. главу 8 данной книги)

$$\begin{aligned} W_{H_n} &= \frac{1}{8\pi} \int_V (H_{n1}^2 + H_{n2}^2)^2 dV =, \\ &= \frac{1}{8\pi} \int_{\delta V}^\infty H_{n1}^2 dV + \frac{2}{8\pi} \int_{\delta V}^\infty H_{n1}^2 H_{n2}^2 dV + \frac{1}{8\pi} \int_{\delta V}^\infty H_{n2}^2 dV, \end{aligned} \quad (10.32)$$

или с результирующей «стационарных» градиентных электрических полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} и \mathbf{a}_{0_2} , \mathbf{b}_{0_2}

$$\begin{aligned} W_0 &= \frac{1}{2} \int_{r_0}^\infty (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}) e_{0_1} d\mathbf{r}_1 + \frac{1}{2} \left(\int_{r_0}^\infty (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}) e_{0_2} d\mathbf{r}_1 + \int_{r_0}^\infty (\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2}) e_{0_1} d\mathbf{r}_2 \right) + \\ &\quad + \frac{1}{2} \int_{r_0}^\infty (\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2}) e_{0_2} d\mathbf{r}_2, \end{aligned} \quad (10.33)$$

которые для рассматриваемого случая определяют одну и ту же энергию

$$W_{H_n} \equiv W_0 = \frac{e_1^2 v_1^2}{2 r_0 c^2} + 2 \left(\frac{e_1 e_2 v_1^2}{2 R_0 c^2} \right) + \frac{e_2^2 v_1^2}{2 r_0 c^2}, \quad (10.34)$$

обнаруживаем полную эквивалентность конечных результатов (10.31) и (10.34). Из (10.31) легко установить выражение для полной работы W двух ускоряемых зарядов e_1 и e_2 при разных величинах их ускорений \mathbf{w}_1 и \mathbf{w}_2

$$W = \tilde{\mathbf{E}}_1 e_1 \Delta l_1 + (\tilde{\mathbf{E}}'_1 e_2 \Delta l_1 + \tilde{\mathbf{E}}'_2 e_1 \Delta l_2) + \tilde{\mathbf{E}}_2 e_2 \Delta l_2. \quad (10.35)$$

Полагая

$$\Delta l_1 = \frac{v_1}{2} \Delta t, \quad (10.36)$$

$$\Delta l_2 = \frac{v_2}{2} \Delta t \quad (10.37)$$

и подставляя в (10.35) значения вихревых электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_1$, $\tilde{\mathbf{E}}'_1$ и $\tilde{\mathbf{E}}_2$, $\tilde{\mathbf{E}}'_2$,

$$\tilde{\mathbf{E}}_1 = -\frac{e_1}{c^2 r_0} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t}, \quad (10.38)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'_1 = -\frac{e_1}{c^2 R_0} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t}, \quad (10.39)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_2 = -\frac{e_2}{c^2 r_0} \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t}, \quad (10.40)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'_2 = -\frac{e_2}{c^2 R_0} \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t}, \quad (10.41)$$

для результирующей работы W (10.35) будем иметь

$$W = \frac{e_1^2 v_1^2}{2r_0 c^2} + 2 \left(\frac{e_1 e_2 v_1 v_2}{2R_0 c^2} \right) + \frac{e_2^2 v_2^2}{2r_0 c^2}. \quad (10.42)$$

Первый и последний члены справа отражают собой энергию собственных магнитных полей H_{n1} и H_{n2} зарядов e_1 и e_2 , а средний член в скобках – энергию магнитного взаимодействия $W_{\text{вз}}$ ускоренно движущихся зарядов e_1 и e_2 в момент достижения ими скоростей v_1 и v_2

$$W_{\text{вз}} = (W_{12} + W_{21}) = (\tilde{\mathbf{E}}'_{01} e_2 \Delta \mathbf{l}_2 + \tilde{\mathbf{E}}'_{02} e_1 \Delta \mathbf{l}_1) = \frac{e_1 e_2 v_1 v_2}{R_0 c^2}. \quad (10.43)$$

Из (10.43) следует, что энергия магнитного взаимодействия параллельно движущихся зарядов e_1 и e_2 зависит только от их расстояния R_0 между собой, вне зависимости от их взаимного расположения.

Таким образом, принципиально отличающиеся между собой методы определения энергии взаимодействия $W_{\text{вз}}$ движущихся зарядов e_1 и e_2

$$W_{\text{вз}} = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{H}_{\text{n1}} \cdot \mathbf{H}_{\text{n2}} dV + \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{H}_{\text{n2}} \cdot \mathbf{H}_{\text{n1}} dV, \quad (10.44)$$

$$W_x = \frac{1}{2} \int_r (\mathbf{a}_{01} + \mathbf{b}_{01}) e_{02} d\mathbf{r}_1 + \frac{1}{2} \int_r (\mathbf{a}_{02} + \mathbf{b}_{02}) e_{01} d\mathbf{r}_2 \quad (10.45)$$

$$W'_x = \tilde{\mathbf{E}}'_1 e_2 \Delta \mathbf{l}_1 + \tilde{\mathbf{E}}'_2 e_1 \Delta \mathbf{l}_2 \quad (10.46)$$

приводят к тождественным результатам. Однако, если обратиться к физической сущности выражений (10.44), (10.45), (10.46), то сразу обнаруживаются существенные отличия между ними. Отличия эти проявляются, прежде всего, в том, что энергия W_x (10.46) представляет собой работу, свершающуюся ускоряемыми зарядами только в процессе их ускорения до скоростей v_1 и v_2 , между тем как энергии $W_{\text{вз}}$ (10.44) и W_x (10.45) представляют собой энергию полей \mathbf{H}_{n1} , \mathbf{H}_{n2} и \mathbf{a}_{01} , \mathbf{b}_{01} , \mathbf{a}_{02} , \mathbf{b}_{02} в тот момент, когда они уже достигли скоростей v_1 и v_2 . Указанное обстоятельство может свидетельствовать собой о том, что если ускоренно движущиеся заряды e_1 и e_2 в момент достижения ими скоростей v_1 и v_2 заставить двигаться равномерно и прямолинейно, то запасенная при ускоренном движении этих зарядов энергия взаимодействия W'_x (10.46) проявляется в дальнейшем либо как энергия магнитного взаимодействия $W_{\text{вз}}$ (10.44), либо как энергия взаимодействия W_x (10.45) «стационарных» градиентных электрических полей движущихся равномерно и прямолинейно зарядов e_1 и e_2 .

Рассмотрим применимость выражения (10.35) для конкретного случая двух ускоряемых до скоростей $v_1 = v_2$ в одном направлении зарядов e_1 и e_2 электронов

$$W = \frac{e_1^2 v_1^2}{2r_0 c^2} + \frac{e_1 e_2 v_1^2}{R_0 c^2} + \frac{e_2^2 v_1^2}{2r_0 c^2}. \quad (10.47)$$

Учитывая справедливое для электрона e равенство (10.14), перепишем (10.47) в виде ($e_1 = e_2$, $r_{01} = r_{02} = r_0$)

$$W = \frac{m_0 v_1^2}{2} + \left(\frac{m_0 v_1^2}{2} \right) \frac{2r_0}{R_0} + \frac{m_0 v_1^2}{2} = 2 \left(\frac{m_0 v_1^2}{2} \right) \left(1 + \frac{r_0}{R_0} \right), \quad (10.48)$$

или

$$W = 2 \left(\frac{m_{\text{эф}} v_1^2}{2} \right), \quad (10.49)$$

где

$$m_{\text{эф}} = m_0 \left(1 + \frac{r_0}{R_0} \right) > m_0. \quad (10.50)$$

Выражение (10.50) представляет собой эффективную электромагнитную массу каждого из ускоряемых электронов в отдельности. Из (10.50) видно, что эффективная электромагнитная масса каждого из электронов возрастает с уменьшением расстояния между зарядами R_{012} и R_{021} , и при $R_0 = r_0$ для эффективной массы каждого из электронов получаем

$$m_{\text{эф}} = 2m_0. \quad (10.51)$$

Суммарная же инерционная масса двух «совмещенных» электронов увеличивается не в 2 раза, как этого требуют законы механики, а в 4 раза, т.е. суммарная масса системы двух и более ускоряемых совместно зарядов не определяется уже их алгебраической суммой.

Применим выражение (10.35) для полной работы W вихревых электрических полей к случаю двух ускоряемых до скоростей v_1 и v_2 в различных направлениях зарядов e_1 и e_2 (рис. 58), которое запишем в виде

$$W = \tilde{\mathbf{E}}_1 e_1 \Delta \mathbf{l}_1 + (\tilde{\mathbf{E}}'_1 e_2 \Delta \mathbf{l}_2 + \tilde{\mathbf{E}}'_2 e_1 \Delta \mathbf{l}_1) + \tilde{\mathbf{E}}_2 e_2 \Delta \mathbf{l}_2. \quad (10.52)$$

Первый и последний члены справа в (10.52) отражают собой, опять же, запасаемую каждым из зарядов в отдельности кинетическую энергию, которая оказывается заключенной в энергии магнитных или градиентных электри-

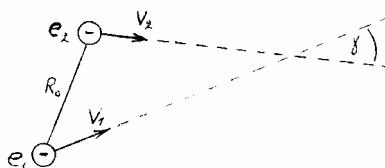


Рис. 58

ческих полей. Для среднего же члена, отражающего собой энергию W'_x взаимодействия двух ускоряемых зарядов e_1 и e_2 между собой, в рассматриваемом случае будем иметь

$$W'_x = \tilde{\mathbf{E}}'_1 e_2 \Delta l_2 \cos \gamma + \tilde{\mathbf{E}}'_2 e_1 \Delta l_1 \cos \gamma, \quad (10.53)$$

где γ – угол между векторами $\tilde{\mathbf{E}}_1$ и $\tilde{\mathbf{E}}_2$. С учетом (10.42) для (10.53) можно еще записать

$$W'_x = \frac{e_1 e_2 v_1 v_2}{R_0 c^2} \cos \gamma. \quad (10.54)$$

Из (10.54) непосредственно следует, что для двух зарядов e_1 и e_2 , ускоряемых в перпендикулярных друг к другу направлениях ($\gamma = \pi/2$), энергия взаимодействия W'_x между ними оказывается равной нулю. Следовательно, аналогичные выводы должны касатьсяся, очевидно, и энергии магнитного взаимодействия W_{B3} (10.44), и энергии взаимодействия W_x (10.45) градиентных электрических полей.

3. Энергия взаимодействия трех ускоренно движущихся электрических зарядов через индуцируемые вихревые электрические поля

Рассмотрим теперь систему из 3-х зарядов e_1 , e_2 , e_3 , находящихся на расстояниях R_{12} , R_{13} , R_{23} друг от друга и ускоряемых как одно целое до скорости v_1 . Для динамического взаимодействия W'_x (или магнитного взаимодействия) системы зарядов между собой в этом случае можно записать

$$W'_x = \tilde{\mathbf{E}}'_1 e_2 \Delta l_2 + \tilde{\mathbf{E}}'_1 e_3 \Delta l_3 + \tilde{\mathbf{E}}'_2 e_1 \Delta l_1 + \tilde{\mathbf{E}}'_2 e_3 \Delta l_3 + \tilde{\mathbf{E}}'_3 e_2 \Delta l_2 + \tilde{\mathbf{E}}'_3 e_1 \Delta l_1. \quad (10.55)$$

Перемещения Δl_1 , Δl_2 , Δl_3 всех зарядов можно положить равными $\Delta l_1 = \Delta l_2 = \Delta l_3 = \Delta l$. Предполагая заряды e_1 , e_2 , e_3 одинаковыми по величине, для (10.55) будем иметь

$$W'_x = 2 \left(\frac{e_1 e_2 v_1}{R_{12} c^2 \Delta t} \right) \Delta l + 2 \left(\frac{e_1 e_3 v_1}{R_{13} c^2 \Delta t} \right) \Delta l + 2 \left(\frac{e_2 e_3 v_1}{R_{23} c^2 \Delta t} \right) \Delta l \quad (10.56)$$

или, с учетом (10.11),

$$W'_x = \frac{e_1 e_2 v_1^2}{R_{12} c^2} + \frac{e_1 e_3 v_1^2}{R_{13} c^2} + \frac{e_2 e_3 v_1^2}{R_{23} c^2} = \frac{e^2 v_1^2}{c^2} \left(\frac{1}{R_{12}} + \frac{1}{R_{13}} + \frac{1}{R_{23}} \right). \quad (10.57)$$

Если ускоряемыми зарядами e_1, e_2, e_3 являются заряды электронов, то для результирующей электромагнитной массы системы зарядов получим

$$m_{\text{эл}} = 3m_0 + 2m_0 \left(\frac{r_0}{R_{12}} + \frac{r_0}{R_{13}} + \frac{r_0}{R_{23}} \right). \quad (10.58)$$

По аналогии с (10.57) и (10.58) для результирующей энергии взаимодействия W'_x и результирующей электромагнитной массы $m_{\text{эл}}$ системы зарядов $\sum_i e_i$ из N электронов можно записать

$$W'_x = \frac{e^2 v_1^2}{c^2} \sum_{i,k} \frac{1}{R_{ik}}, \quad (i \neq k), \quad (10.59)$$

$$m_{\text{эл}} = Nm_0 + m_0 \sum_{i,k} \frac{2r_0}{R_{ik}}, \quad (i \neq k). \quad (10.60)$$

Если учесть еще энергию W_i собственных полей зарядов e_i

$$W_c = \sum_i^N W_i = N \frac{e^2 v_1^2}{2r_0 c^2}, \quad (10.61)$$

то для полной энергии W_0 системы ускоряемых зарядов получим

$$W_0 = W_c + W'_x = N \frac{e^2 v_1^2}{2r_0 c^2} + \frac{e^2 v_1^2}{c^2} \sum_i^N \frac{1}{R_{ik}}, \quad (i \neq k). \quad (10.62)$$

Представляет интерес рассмотреть еще взаимодействие с вихревыми электрическими полями системы из двух разноименных зарядов e_1^- и e_2^+ , находящихся на расстоянии R_0 друг от друга и ускоряемых совместно до скорости v_1 за промежуток времени Δt . В этом случае для суммарной работы W_p вихревых электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_1, \tilde{\mathbf{E}}_2$ можно записать

$$W_p = \tilde{\mathbf{E}}_1 e_1 \Delta \mathbf{l}_1 - \tilde{\mathbf{E}}'_1 e_2 \Delta \mathbf{l}_1 - \tilde{\mathbf{E}}'_2 e_1 \Delta \mathbf{l}_2 + \tilde{\mathbf{E}}_2 e_2 \Delta \mathbf{l}_2. \quad (10.63)$$

Учитывая, что $\Delta l_1 = \Delta l_2 = \Delta l = v_1 \Delta t / 2$, и подставляя значения вихревых электрических полей $\tilde{\mathbf{E}}_1, \tilde{\mathbf{E}}_2, \tilde{\mathbf{E}}'_1, \tilde{\mathbf{E}}'_2$, для (10.63) будем иметь

$$W_p = \frac{e_1^2 v_1^2}{2r_0 c^2} - \left(\frac{e_1 e_2 v_1^2}{R_0 c^2} \right) + \frac{e_2^2 v_1^2}{2r_0 c^2}. \quad (10.64)$$

Предполагая, что зарядами e_1^- и e_2^+ являются электрон и позитрон, для эффективной электромагнитной массы $m_{\text{эф}}$ двух зарядов получим

$$m_{\text{эл}} = 2m_0 - 2m_0 \left(\frac{r_0}{R_0} \right) = 2m_0 \left(1 - \frac{r_0}{R_0} \right). \quad (10.65)$$

Сравнивая полученный результат (10.65) с эффективной электромагнитной массой двух ускоряемых зарядов e_1 и e_2 одного знака (10.50), т.е.

$$m_{\text{эф}} = m_0 \left(1 + \frac{r_0}{R_0} \right), \quad (10.66)$$

можно заметить, что эффективная электромагнитная масса системы электрон – позитрон оказывается меньше массы покоя $2m_0$ этих частиц и при $R_0 \rightarrow r_0$ стремится к нулю. Однако, так как совмещению электрона и позитрона будет соответствовать их аннигиляция и превращение в среду физического вакуума [3, 4], то, как следствие, последняя должна быть лишена инерционных свойств. Следовательно, несмотря на то, что среда физического вакуума реального пространства электрически поляризуема, электроэнергетична и способна передавать через себя электрические силы взаимодействия и т.д., инерционными свойствами физический вакуум реального пространства не обладает (или практически не обладает!), что может соответствовать наличию у физического вакуума свойств **идеальной сверхтекучей жидкости**.

4. Доказательства существенной ограниченности известных представлений о магнитном поле и магнитном потоке

В работе [2] частично были рассмотрены индукционные свойства вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$, теперь можно рассмотреть практический пример по индуцированию ЭДС в замкнутом контуре $ABCD$ (рис. 59) вихревым электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}$ от одиночного движущегося с ускорением $w = \partial v / \partial t$ по оси x заряда e . Предварительно допустим, что мы имеем дело не с реальным контуром $ABCD$, а с абстрактным мысленным контуром, стороны которого представляют собой, например, воображаемую цепочку из связанных зарядов среды физического вакуума. Так как свободные перемещения зарядов в физическом вакууме исключаются, то это соответствует рас-

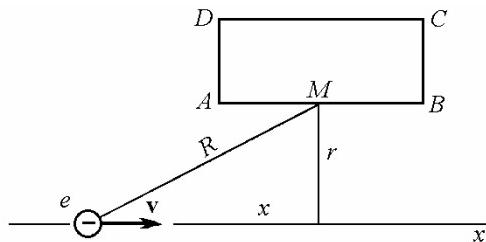


Рис. 59

смотриению случая индукции ЭДС в контуре с бесконечно большим внутренним сопротивлением. В этом случае для любой точки M на участке контура AB для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ от заряда e можно использовать зависимость (10.1), которую следует записать в виде

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{e}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \sqrt{x^2 + r_1^2}. \quad (10.67)$$

Предполагая стороны AB и CD параллельными осями x , для ЭДС E_{AB} на участке контура AB будем иметь

$$E_{AB} = \int \tilde{\mathbf{E}} d\mathbf{x} = \frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \int \frac{dx}{\sqrt{x^2 + r_1^2}} = \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \right) \sqrt{x^2 + r_1^2} \Big|_{x_1}^{x_2}. \quad (10.68)$$

Аналогичную запись можно получить и для участка контура CD

$$E_{CD} = \int \tilde{\mathbf{E}} d\mathbf{x} = \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \right) \sqrt{x^2 + r_2^2} \Big|_{x_1}^{x_2}. \quad (10.69)$$

На участках контура AD и BC вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ (10.67) перпендикулярен к направлению этих участков, и ЭДС на них не индуцируется, т.е.

$$E_{AD} = E_{BC} = 0. \quad (10.70)$$

На основании (10.68)-(10.70), для результирующей ЭДС E_0 в мысленном контуре $ABCD$ получим

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_{AB} - \mathbf{E}_{CD} = \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \right) \left[\left(\ln x + \sqrt{x^2 + r_1^2} \right) \Big|_{x_1}^{x_2} - \left(\ln x + \sqrt{x^2 + r_2^2} \right) \Big|_{x_1}^{x_2} \right]. \quad (10.71)$$

Определим теперь результирующую ЭДС \mathbf{E}'_0 в контуре $ABCD$ известной зависимостью (см. [5–8])

$$\mathbf{E}'_0 = \oint \tilde{\mathbf{E}} d\mathbf{l} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{H}_\perp d\mathbf{S}, \quad (10.72)$$

где

$$H_\perp = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \sin \varphi. \quad (10.73)$$

Производя подстановку и интегрируя, находим

$$\begin{aligned} \mathbf{E}'_0 &= \mathbf{E}'_{AB} + \mathbf{E}'_{BC} + \mathbf{E}'_{CD} + \mathbf{E}'_{DA} = \\ &= \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \right) \left[\left(\ln x + \sqrt{x^2 + r_1^2} \right) \Big|_{x_1}^{x_2} - \left(\ln x + \sqrt{x^2 + r_2^2} \right) \Big|_{x_1}^{x_2} \right]. \end{aligned} \quad (10.74)$$

При эквивалентных величинах справа в (10.71) и (10.74), для распределения ЭДС \mathbf{E}_0 в контуре $ABCD$ функциональные зависимости (10.71) и (10.74) дают отличающиеся результаты, однако экспериментальным наблюдениям соответствует только зависимость (10.71). Более того, между функциональными зависимостями (10.71) и (10.74) имеются еще и принципиальные отличия, которые заключаются в том, что, согласно современным представлениям, функциональная зависимость (10.74) предполагается справедливой, в том числе и для любого реального контура, например составленного из металлических проводников. В результате указанного явно произвольного допущения известные представления о законах индукции приводят к определенным противоречиям. Например, определим результирующую ЭДС \mathbf{E}'_0 в контуре $ABCD$ согласно (10.74), положив в нем $r_1 = 0$ и $r_2 = \infty$. В этом случае для ЭДС \mathbf{E}'_0 в таком мыслимом контуре будем иметь

$$\mathbf{E}'_0 = \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \right) \left[\left[\ln 2x \Big|_{x_1}^{x_2} - \ln 1 \right] \right] = \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \right) \ln \frac{x_2}{x_1} = \mathbf{E}'_{AB}, \quad (10.75)$$

т.е. ЭДС \mathbf{E}'_0 будет индуцироваться, в основном, только на участке контура AB . Если в (10.75) для пределов x_1, x_2 установить крайние значения $x_1 = x_0, x_2 = \infty$, то приходим, казалось бы, к парадоксальному результату [9]

$$E'_0 = E'_{AB} = \infty, \quad (10.76)$$

что результирующая ЭДС E'_0 по оси x от одиночного и конечного по величине заряда e оказывается величиной бесконечной. В свою очередь, это соответствует тому, что и работа W_p , производимая этой ЭДС E'_0 , например, над пробным зарядом e_0 , также оказывается равной бесконечности, чего, конечно же, не должно быть. Вполне очевидно, что парадоксальность результатов (10.76) оказывается обусловленной, в основном, тем, что используемое в (10.74) представление о вихревом электрическом поле \tilde{E} необходимо считать справедливым только для случая воздействия данного поля на поляризационные заряды физического вакуума, а не на реальные заряды в контуре $ABCD$. Для случая же воздействия вихревого электрического поля на реальные заряды, функциональную зависимость для этого поля следует записать, например, в виде (10.4). Подставляя (10.4) в (10.68), для результирующей ЭДС E на участке контура AB сечением δS , устанавливаем ($x = R$)

$$E_0 = E_{AB} = \oint \tilde{E}_p d\mathbf{R} = \frac{e}{4\pi c^2} \frac{\partial v \delta S}{\partial t} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dR}{R^3}. \quad (10.77)$$

Даже для крайних пределов $R_1 = r_0$ и $R_2 = \infty$, выражение (10.77) для результирующей ЭДС E_0 в этом случае дает уже конечное значение

$$E_0 = E_{AB} = \frac{e \delta v \delta S}{4\pi c^2 r_0^2 \partial t}. \quad (10.78)$$

Однако следует отметить, что если в зависимости (10.68) представляется возможным использование представления о результирующем вихревом электрическом поле \tilde{E}_p (10.4), то в известной зависимости (10.72) такое использование оказывается принципиально невозможным, что подтверждает, в какой-то степени, формальный характер данной зависимости.

5. Природа электромагнитной инерции ускоренно движущегося электрического заряда

Для того чтобы лучше понять физическую сущность результирующего вихревого электрического поля \tilde{E}_p (10.4), рассмотрим несколько мыслимых примеров. Допустим, например, что заряд e_1 одного знака (с гравитационной массой $m_1 = 0$), ускоряется до скорости v_1 ($v_1 \ll c$) на пути Δl_1 за промежуток времени Δt , одновременно с окружающей его сферой радиуса R_0 и

с равномерно распределенной на ней зарядом e_2 противоположного знака (с гравитационной массой $m_2 = 0$). Причем для величины зарядов e_1 и e_2 устанавливаем

$$e_1 = e_2. \quad (10.79)$$

Ускоряющая сила F_y приложена только к заряду e_1 . Предполагая, что заряд e_1 движется равноускоренно, в пространстве около него (как внутри сферы радиуса R_0 , так и вне ее) в течение промежутка Δt будет индуцироваться вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ (10.1), (10.2)

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{e_1}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t}. \quad (10.80)$$

Индукция вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ (10.80) вне сферы радиуса R_0 , где результирующее кулоновское электрическое поле E_k равно нулю $E_k = E^- + E^+ = 0$, в начальный момент времени обусловлена неравенством нулю градиентных электрических полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} от заряда e_1 [10]

$$\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1} = -\frac{e_1 v_1^2}{c^2 R^3} \mathbf{R}. \quad (10.81)$$

Так как на поверхности сферы радиуса R_0 вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ (10.80) не равно нулю, то на распределенный на сфере заряд e_2 будет действовать результирующая сила F'_y ускорения

$$\mathbf{F}'_y = \tilde{\mathbf{E}} e_2 = \left(\frac{e_1}{c^2 R_0} \right) \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} e_2. \quad (10.82)$$

Под действием этой силы заряд e_2 сферы приобретет ускорение w_2 в сторону ускоренного движения заряда e_1

$$w_2 = 2F'_y/m_{\text{эл}2}, \quad (10.83)$$

где $m_{\text{эл}2}$ – электромагнитная масса заряда e_2 , равная

$$m_{\text{эл}2} = \frac{2W_{H_2}}{v_2^2}. \quad (10.84)$$

Принимая во внимание, что энергия магнитного поля W_{H_2} от заряда e_2 вне сферы радиуса R_0 равна

$$W_{H_2} = \frac{1}{8\pi} \int_{V_0}^{\infty} H_{n2}^2 dV = \frac{e_2^2 v_2^2}{2R_0 c^2}, \quad (10.85)$$

для ускорения w_2 заряда e_2 сферы с учетом (10.82) устанавливаем ($e_1 = e_2$)

$$w_2 = \left(\frac{e_1}{c^2 R_0} \right) \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} e_2 = \left(\frac{2R_0 c^2}{e_2^2 v_2^2} \right) \frac{v_2^2}{2} = \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = w_1. \quad (10.86)$$

Таким образом, несмотря на то, что к заряду e_2 ускоряющая сила F_y непосредственно не приложена, он приобретает ускорение w_2 , равное ускорению w_1 заряда e_1 , т.е. ускоряется с ним совместно. Однако, если заряд e_2 сферы ускоряется совместно с зарядом e_1 , то в пространстве вне сферы должны существовать еще не равные нулю градиентные электрические поля \mathbf{a}_{0_2} , \mathbf{b}_{0_2} от этого заряда

$$\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2} = \frac{e_1 v_1^2}{c^2 R^3} \mathbf{R}, \quad (10.87)$$

которые по знаку противоположны полям \mathbf{a}_{0_1} и \mathbf{b}_{0_1} (10.81) от первого заряда e_1 и, ввиду равенства $v_2 = v_1$, полностью компенсируются ими. Но в таком случае суммарная энергия градиентных полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} и \mathbf{a}_{0_2} , \mathbf{b}_{0_2} от зарядов e_1 и e_2 (или, что то же, суммарная энергия магнитных полей H_{n1} и H_{n2}) в пространстве вне сферы радиуса R_0 будет равна нулю, и инерционные свойства $\Delta m_{\text{эл}}$ заряда e_1 должны определяться только энергией градиентных электрических полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} (или энергией магнитного поля H_{n1}), локализованной в пространстве внутри сферы радиуса R_0 и равной ΔW_{H_1} , т.е.

$$\Delta W_{H_1} = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta V_0}^{V_0} H_{n1}^2 dV. \quad (10.88)$$

С учетом (10.88), для результирующей электромагнитной инерционной массы $\Delta m_{\text{эл1}}$ заряда e_1 находим

$$m_{\text{эл1}} = \frac{2W_{H_1}}{v_1^2}. \quad (10.89)$$

Одновременно, ввиду полной компенсации градиентных электрических полей \mathbf{a}_1 , \mathbf{b}_1 и \mathbf{a}_2 , \mathbf{b}_2 в пространстве вне сферы радиуса R_0 , после получения зарядом e_2 ускорения $w_2 = w_1$, будет отсутствовать теперь и первоначально

не равное нулю вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ (10.80). Что же касается заряда e_2 , то после получения им в начальный момент времени ускорения $w_2 = w_1$ (10.86), для поддержания этого ускорения w_2 заряду e_2 в дальнейшем уже не требуется приложение ускоряющей силы F'_y (10.82), так как в пространстве вне заряда e_2 энергия полей \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 или \mathbf{H}_n всегда остается равной нулю, т.е.

$$W_{H_1} = W_{H_2} = 0. \quad (10.90)$$

Это соответствует тому, что электромагнитная инерционная масса $m_{\text{эл}2}$ заряда e_2 также оказывается равной нулю:

$$\Delta m_{\text{эл}2} = \frac{2\Delta W_{H_2}}{v_2^2} = 0, \quad (10.91)$$

аналогично как и электромагнитная инерционная масса

$$\Delta m_{\text{эл}1} = \frac{2\Delta W_{H_1}}{v_1^2} = 0 \quad (10.92)$$

той части поля \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} или \mathbf{H}_{n1} заряда e_1 , которая локализована в пространстве вне заряженной сферы радиуса R_0 . Но так как суммарная электромагнитная инерционная масса $m_{\text{эл}}$ системы из двух зарядов e_1 и e_2 по всему пространству вне заряженной сферы при этом оказывается равной

$$m_{\text{эл}} = (\Delta m_{\text{эл}1} + m'_{\text{эл}1}) + m_{\text{эл}2} = \Delta m_{\text{эл}1} < m_{\text{эл}1}, \quad (10.93)$$

то ускоряющая сила F_y , приложенная к заряду e_1 , должна придать системе из 2-х зарядов e_1 и e_2 ускорение уже не w_1 (10.83), а значительно большее w'_1 , т.е.

$$w'_1 = \frac{F_y}{\Delta m_{\text{эл}1}}, \quad (10.94)$$

где $w'_1 = w'_2$.

6. Фундаментальные свойства инерционной электромагнитной массы ускоренно движущегося электрического заряда

В результате проведенного рассмотрения обнаруживаются весьма интересные, с физической точки зрения, свойства системы двух, казалось бы, не связанных между собой разноименных зарядов e_1 и e_2 ($e_1 = e_2$) в том случае, когда заряд e_2 представляет собой заряженную сферу, в центре которой

помещен заряд e_1 . Свойства эти проявляются, прежде всего, в том, что подобная, казалось бы, физически разобщенная система зарядов e_1 и e_2 обнаруживает свойство единого недеформируемого нейтрального тела с общей инерционной массой $m_{\text{зл}} = \Delta m_{\text{зл1}}$. Если ускоряющая сила F_y прикладывается к одному заряду e_1 системы, то через индуцируемые вихревые электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}$ заряда e_1 эта же сила F_y оказывается приложенной уже и к заряду e_2 , так что оба заряда e_1 и e_2 приобретают одно и то же ускорение w :

$$w = w'_1 = w'_2 = \frac{F_y}{m_{\text{зл}}} = \frac{F_y}{\Delta m_{\text{зл1}}}. \quad (10.95)$$

Если же теперь предположить, что ускоряющая сила F_y приложена только к одному заряду e_2 заряженной сферы, то смещение заряженной сферы относительно заряда e_1 приведет к немедленной раскомпенсации электрических полей E_1 и E_2 вне сферы радиуса R_0 и образованию вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_2$ в пространстве около заряда e_2 как вне сферы радиуса R_0 ($R > R_0$)

$$\tilde{\mathbf{E}}_2 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} = \frac{e_2}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t}, \quad (10.96)$$

так и внутри сферы

$$\tilde{\mathbf{E}}_2 = \frac{e_2}{c^2 R_0} \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t} = \text{const}. \quad (10.97)$$

Не равное нулю вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_2$ (10.97) внутри ускоряющей заряженной сферы, воздействуя на покоящийся заряд e_1 , увлечет в ускорение и его. Нетрудно показать, что и в этом случае ускорение w'_1 , приобретаемое зарядом e_1 , будет равно ускорению w'_2 заряда e_2 сферы

$$w'_1 = w'_2. \quad (10.98)$$

Для проверки же правильности результата (10.97) предположим, что заряд e_2 сферы разбит на элементарные заряды δe_2 . В этом случае для суммарного векторного потенциала \mathbf{A}_2 в центре движущейся заряженной сферы можно записать [11]

$$\mathbf{A}_2 = \sum_i \delta \mathbf{A}_i = \frac{\mathbf{v}_2}{cR_0} \sum_i \delta e_{2i} = \frac{e_2 \mathbf{v}_2}{cR_0}. \quad (10.99)$$

Если векторный потенциал \mathbf{A}_2 является функцией времени, то из (10.99) непосредственно устанавливаем

$$\tilde{\mathbf{E}}_2 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} = \frac{e_2}{c^2 R_0} \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t}. \quad (10.100)$$

В свою очередь, из (10.96) при $R = R_0$ также находим

$$\tilde{\mathbf{E}}_2 = \frac{e_2}{c^2 R_0} \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial t}. \quad (10.101)$$

Результаты (10.100), (10.101) подтверждают правильность вывода (10.97), что в любой точке внутри ускоряемой заряженной сферы вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}_2$ имеет неизменное значение. Из эквивалентности (10.95) и (10.98) следует, что рассматриваемая система зарядов e_1 и e_2 и в этом случае действительно проявляет свойства единого не заряженного тела с инерционной массой $m_{\text{эл}}$ (10.93), и место приложения ускоряющей силы F_y к этому телу оказывается уже вопросом второстепенным. При этом следует особо отметить тот факт, что в рассматриваемой системе двух зарядов e_1 и e_2 понятие об инерционной массе $m_{\text{эл}}$ заряда e_2 сферы оказывается вообще лишенным смысла. Более того, инерционная масса $m_{\text{эл}1}$ заряда e_2 оказывается уменьшенной как раз на величину предполагаемой инерционной массы $m_{\text{эл}2}$ заряда e_2 .

Допустим теперь, что в рассмотренном выше случае сферически симметричной системы зарядов e_1 и e_2 , заряд e_2 сферы радиуса R_0 больше заряда e_1 ($e_2 = Ne_1$), расположенного в центре сферы. В этом случае, если ускоряющая сила F_y будет приложена только к одному заряду e_1 , то под действием индуцируемого этим зарядом вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}_1$ (10.80) заряд e_2 сферы приобретет ускорение w_2 , определяемое согласно (10.86) как

$$w_2 = w_1/N. \quad (10.102)$$

Рассуждая аналогично (10.87), для любого момента ускорения зарядов e_1 и e_2 для полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} , \mathbf{a}_{0_2} , \mathbf{b}_{0_2} можно записать ($R > R_0$)

$$\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1} = -\frac{v_1^2 e_1}{c^2 R^3} \mathbf{R}, \quad (10.103)$$

$$\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2} = -\frac{v_2^2 (Ne_1)}{c^2 R^3} \mathbf{R}. \quad (10.104)$$

Принимая во внимание (10.102), для скоростей v_1 и v_2 зарядов e_1 и e_2 будем иметь

$$v_1 = w_1 \Delta t, \quad (10.105)$$

$$v_2 = w_2 \Delta t = v_1/N, \quad (10.106)$$

что соответствует

$$\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2} = N(\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}). \quad (10.107)$$

Выражениям (10.103), (10.104) будет соответствовать энергия W_1 и W_2 градиентных электрических полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} и \mathbf{a}_{0_2} , \mathbf{b}_{0_2} (или, что то же, энергия магнитных полей \mathbf{H}_{n1} , \mathbf{H}_{n2}) в пространстве вне сферы радиуса R

$$W_1 = \frac{1}{2} \int (\mathbf{a}_{0_1} + \mathbf{b}_{0_1}) e_0 d\mathbf{r}_1 = \frac{e_1 v_1^2}{2 R_0 c^2}, \quad (10.108)$$

$$W_2 = \frac{1}{2} \int (\mathbf{a}_{0_2} + \mathbf{b}_{0_2}) e_{01} d\mathbf{r}_2 = \frac{e_1 v_1^2}{2 N R_0 c^2} \quad (10.109)$$

или с учетом того, что $e_2 = Ne_1$,

$$W_1 \equiv W_2. \quad (10.110)$$

Следовательно, несмотря на то, что ускорение w_2 заряда e_2 оказывается в N раз меньше ускорения w_1 заряда e_1 , при указанном соотношении ускорений достигается условие полной компенсации энергии полей \mathbf{a}_{0_1} , \mathbf{b}_{0_1} и \mathbf{a}_{0_2} , \mathbf{b}_{0_2} (или \mathbf{H}_{n1} и \mathbf{H}_{n2}) в пространстве вне объема сферы радиуса R_0 . В результате чего имеем, что инерционные свойства ускоряемого заряда e_1 вновь определяются только лишь частью массы $\Delta m_{\text{зл}}$ (10.93) заряда e_1 , хотя в рассматриваемом случае система зарядов e_1 и e_2 уже и не проявляет свойства единого тела. Нетрудно видеть, что условие компенсации магнитных полей \mathbf{H}_{n1} и \mathbf{H}_{n2} в пространстве вне сферы с зарядом e_2 как раз соответствует определенному выше [1, 9] условию равенства приобретаемой зарядом e_2 кинетической энергии W_{k2} энергии магнитного поля W_{H_1} заряда e_1 в пространстве вне объема сферы радиуса R_0

$$W_{k2} \leq W_{H_1}. \quad (10.111)$$

Энергия W_{k2} , по крайней мере, не может быть больше энергии W_{H_1} . В свою очередь, условие (10.111) как раз и определяет величину результирующего

вихревого электрического поля \tilde{E}_p (10.4), действующего на реальные заряды окружающего пространства.

Литература

1. Николаев Г.В. VI. Системы уравнений для вихревых электрических полей равномерно и ускоренно движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, № 2665-80.
2. Николаев Г.В., Окулов Б.В. Об инерционных свойствах электронов. Деп. ВИНИТИ, № 4399-77.
3. Николаев Г.В. Законы механики и электродинамики околоземного пространства. Научный отчет, ВНТИЦентр, рег. № 74007254, инв. № Б324555 от 21.05.74.
4. Николаев Г.В. II. Физический вакуум реального пространства. Деп. ВИНИТИ, № 2418-80.
5. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976.
6. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1973.
7. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1969.
8. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. кн. 6 – М.: Мир, 1977.
9. Николаев Г.В. IV. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, № 528-79.
10. Николаев Г.В. VII. Система уравнений для градиентных электрических полей движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, № 2666-80.
- Николаев Г.В. V. Система уравнений для аксиального (скалярного) и радиального (векторного) магнитных полей движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, № 2664-80.

**Глава 11. Волновое уравнение для вихревого электрического и
двух типов вихревых магнитных полей
ускоренно движущегося заряда**
(1985 г.)

**1. Система уравнений для полей ускоренно движущегося
электрического заряда**

Рассмотрим систему уравнений Максвелла для электрического поля ускоренно движущегося в лабораторной системе отсчета K заряда e ($v \ll c$)

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (11.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0. \quad (11.2)$$

Метод решения системы уравнений (11.1), (11.2) сводится к введению скалярного потенциала

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi \quad (11.3)$$

и получению дифференциального уравнения Пуассона

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho, \quad (11.4)$$

тривиальное решение которого записывается в виде

$$\varphi = \int \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (11.5)$$

Используя формулу перехода от непрерывного распределения к дискретному

$$\rho(\mathbf{r}') = e\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0) \quad (11.6)$$

для решения (11.5) получим

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{e}{R(t)}. \quad (11.7)$$

Принимая во внимание (11.7), для электрического поля \mathbf{E} ускоренно движущегося заряда e находим

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\operatorname{grad} \varphi = \frac{e}{R^3(t)} \mathbf{R}(t). \quad (11.8)$$

Следовательно, решение системы уравнений (11.1), (11.2) для движущегося в лабораторной системе отсчета K заряда e сводится к отысканию переменного во времени электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ в каждой точке пространства около движущегося заряда. Однако, если в каждой точке пространства около ускоренно движущегося заряда e вектор кулоновского электрического поля \mathbf{E} (11.8) изменяется как по величине, так и по направлению, то в пространстве около движущегося заряда e будут индуцироваться не равные нулю токи смещения, которые определяются согласно известной зависимости

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}. \quad (11.9)$$

В каждой точке пространства около ускоренно движущегося заряда e вектор плотности тока смещения \mathbf{j}_{cm} , в общем случае, не совпадает с направлением движения заряда, и его можно разложить на аксиальную $\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel}$ и радиальную $\mathbf{j}_{\text{cm}\perp}$ составляющие

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \mathbf{j}_{\text{cm}\parallel} + \mathbf{j}_{\text{cm}\perp}. \quad (11.10)$$

С токами смещения $\mathbf{j}_{\text{cm}\parallel}$ и $\mathbf{j}_{\text{cm}\perp}$, в свою очередь, непосредственно связана индукция (по принципу близкодействия) магнитных \mathbf{H}_\perp , H_\parallel [1–4] и вихревых электрических $\tilde{\mathbf{E}}$ [5] полей движущегося заряда, для нахождения которых должна быть составлена соответствующая система дифференциальных уравнений. Для нахождения магнитных \mathbf{H}_\perp , H_\parallel и вихревых электрических $\tilde{\mathbf{E}}$ полей движущегося ускоренно заряда e , выпишем систему уравнений в виде [6]

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_\perp = 0, \quad (11.11)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\perp = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_{\text{cm}} + \mathbf{j}_{\text{cm}}^n), \quad (11.12)$$

$$\operatorname{grad} H_\parallel = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}, \quad (11.13)$$

$$\mathbf{j}_{\text{cm}} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (11.14)$$

$$\mathbf{j}_{\text{cm}}^n = -\frac{ev}{4\pi R^3}, \quad (11.15)$$

$$\mathbf{H}_\perp = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (11.16)$$

$$H_\parallel = -\text{div } \mathbf{A}, \quad (11.17)$$

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (11.18)$$

Для пространства вне объема движущегося заряда e условие (11.11) выполняется непосредственно

$$\text{div rot } \mathbf{A} \equiv 0. \quad (11.19)$$

Для нахождения решения системы уравнений (11.12), (11.13) выпишем их, с учетом (11.16), (11.17), в виде

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (11.20)$$

$$-\text{grad div } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}. \quad (11.21)$$

Раскрывая двойное роторное произведение, для (11.20), (11.21) можно записать

$$-\Delta \mathbf{A} + \text{grad div } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (11.22)$$

$$-\text{grad div } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}. \quad (11.23)$$

Складывая левые и правые части (11.22), (11.23), легко находим

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n. \quad (11.24)$$

Ввиду того, что на поверхности заряда e токи смещения j_{cm} непосредственно замыкаются токами переноса $j_{\text{п}}$ заряда, то можно ввести формальное равенство [6]

$$\mathbf{j}_{\text{cm}}^n(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_{\text{п}}(\mathbf{r}'). \quad (11.25)$$

В этом случае для уравнения Пуассона (11.24) можно записать

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_n(\mathbf{r}'), \quad (11.26)$$

тривидальное решение которого имеет вид

$$\mathbf{A} = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}_n(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (11.27)$$

Для перехода от непрерывного распределения заряда к дискретному можно использовать известное соотношение [7]

$$\mathbf{j}_n = e\mathbf{v}\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0). \quad (11.28)$$

Подставляя (11.28) в (11.27), для векторного потенциала \mathbf{A} ускоренно движущегося заряда e находим

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{e\mathbf{v}}{c|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{e\mathbf{v}}{cR}. \quad (11.29)$$

После установления значения векторного потенциала \mathbf{A} (11.29), используя (11.16), (11.17), легко находим значения магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} движущегося заряда e в момент достижения им скорости v

$$\mathbf{H}_{\perp} = \text{rot } \mathbf{A} = \frac{e}{cR^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}], \quad (11.30)$$

$$H_{\parallel} = -\text{div } \mathbf{A} = \frac{e}{cR^3} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}). \quad (11.31)$$

В свою очередь, скорость изменения векторного потенциала $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ во времени определяет значение индуцируемого зарядом e в окружающем пространстве вихревого электрического поля

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}. \quad (11.32)$$

Можно отметить, что в пространстве около движущегося заряда индуцируется еще целый ряд градиентных электрических полей [8]

$$\mathbf{a}_0 = \frac{v}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x} \mathbf{x}_0 = -\frac{v^2 e \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (11.33)$$

$$\mathbf{b}_0 = \frac{v}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} \mathbf{r}_0 = -\frac{v^2 e \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (11.34)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}' = \frac{\Delta v}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x} \mathbf{x}_0 = -\frac{v \Delta v e \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (11.35)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'' = \frac{\Delta v}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} \mathbf{r}_0 = -\frac{v \Delta v e \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{r}_0, \quad (11.36)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}''' = \frac{\Delta v^\perp}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial x} \mathbf{x}_0 = -\frac{v \Delta v^\perp e \cos \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0, \quad (11.37)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'^v = \frac{\Delta v^\perp}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} \mathbf{x}_0 = -\frac{v \Delta v^\perp e \sin \varphi}{c^2 R^2} \mathbf{x}_0. \quad (11.38)$$

Однако ввиду того, что градиентные электрические поля (11.33)–(11.38) обусловливают собой известные представления о магнитных полях \mathbf{H}_\perp , H_\parallel , которые связаны с градиентными электрическими полями \mathbf{a}_0 , \mathbf{b}_0 , $\tilde{\mathbf{E}}'$, $\tilde{\mathbf{E}}''$, $\tilde{\mathbf{E}}'''$, $\tilde{\mathbf{E}}'^v$ функциональными зависимостями

$$\frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}] = \left\{ \tilde{\mathbf{E}}'^v + [(\mathbf{a}_0 + \tilde{\mathbf{E}}') + (\mathbf{b}_0 + \tilde{\mathbf{E}}'')] \right\}, \quad (11.39)$$

$$\frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}) = \tilde{\mathbf{E}}''', \quad (11.40)$$

то в дальнейшем можно ограничиться рассмотрением только одних магнитных полей \mathbf{H}_\perp , H_\parallel .

2. Циклическая функциональная зависимость для процесса зарождения и распространения вихревых электрических и вихревых магнитных полей ускоренно движущегося электрического заряда

Таким образом, исходное переменное во времени кулоновское электрическое поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ движущегося ускоренно заряда e индуцирует в окружающем пространстве переменные во времени магнитные поля \mathbf{H}_\perp , H_\parallel , ко-

торые, в свою очередь, индуцируют переменное во времени вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$, как это хорошо видно из зависимости [4, 5]

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{\mathbf{v}}{4\pi e v^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_V (H_{\perp}^2 + H_{\parallel}^2) dV. \quad (11.41)$$

Так как переменные во времени магнитные поля \mathbf{H}_{\perp} (11.30) и H_{\parallel} (11.31) являются полями быстрозатухающими – все они обратно пропорциональны квадрату расстояния R от движущегося заряда до точки наблюдения, – то в волновом процессе передачи электромагнитной энергии от ускоряемого заряда e в окружающее пространство основную роль должно играть только медленно спадающее переменное во времени вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.32), которое следует рассматривать уже как исходное переменное во времени электрическое поле зарождающейся электромагнитной волны. После возникновения в пространстве около ускоренно движущегося заряда e переменного во времени вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.32), процесс зарождения электромагнитной волны сводится к следующему.

Переменное во времени вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.32) индуцирует в окружающем пространстве свои собственные вихревые токи смещения

$$\tilde{\mathbf{j}}_{cm} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t}, \quad (11.42)$$

направление которых противоположно ускоренному движению заряда e . С токами смещения $\tilde{\mathbf{j}}_{cm}$ (11.42), опять же, связана индукция новых вихревых магнитных полей $\tilde{\mathbf{H}}_{\perp}$, \tilde{H}_{\parallel} , определяемых уравнениями

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_{\perp} = \frac{4\pi}{c} \tilde{\mathbf{j}}_{cm}, \quad (11.43)$$

$$-\text{grad } \tilde{H}'_{\parallel} = 0. \quad (11.44)$$

В свою очередь, зарождающиеся переменные во времени вихревые магнитные поля $\tilde{\mathbf{H}}_{\perp}$, $\tilde{H}_{\parallel} = 0$ индуцируют в окружающем пространстве новое вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$, для которого, с учетом (11.32), можно записать

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{A}}'}{\partial t}. \quad (11.45)$$

Вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ (11.45) по природе своей уже в какой-то степени схоже с исходным вихревым электрическим полем $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.32), однако оно является теперь исходным переменным во времени электрическим полем уже для дальнейшего процесса образования и распространения электромагнитной волны. Используя формализм записи уравнений в виде (11.11)–(11.18), (11.42)–(11.45), последовательность этапа рождения и распространения электромагнитной волны от ускоренно движущегося заряда e можно представить в виде следующей наглядной функциональной схемы

$$\begin{aligned}
 \varphi(\mathbf{r}, t) \rightarrow [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)]_0 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{j}_{cm} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \\ \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j}_{cm} - \mathbf{j}_{cm}^n) = \text{rot } \mathbf{H}_\perp \\ \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm} = -\text{grad } H_\parallel \end{array} \right\}_1 \rightarrow \\
 \rightarrow \left(\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm}^n \right)^0 \rightarrow \mathbf{A} \uparrow \left(\begin{array}{l} \mathbf{H}_\perp = \text{rot } \mathbf{A} \\ H_\parallel = -\text{div } \mathbf{A} \end{array} \right)_1 \downarrow \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \tilde{\mathbf{E}} \right) \rightarrow \\
 \rightarrow [\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)]_1 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \mathbf{j}_{cm} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} \\ \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm} = \text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_\perp \\ 0 = -\text{grad } \tilde{H}'_\parallel \end{array} \right\}_2 \rightarrow \\
 \rightarrow \left(-\frac{4\pi}{c} \tilde{\mathbf{j}}_{cm} = \Delta \tilde{\mathbf{A}}' \right)^1 \rightarrow \tilde{\mathbf{A}}' \uparrow \left(\begin{array}{l} \mathbf{H}'_\perp = \text{rot } \tilde{\mathbf{A}}' \\ H'_\parallel = -\text{div } \tilde{\mathbf{A}}' \end{array} \right)_2 \downarrow \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{A}}'}{\partial t} = \tilde{\mathbf{E}}'_0 \right) \rightarrow \\
 \rightarrow [\tilde{\mathbf{E}}'(\mathbf{r}, t)]_2 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \tilde{\mathbf{j}}'_{cm} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}'_0}{\partial t} \\ \frac{4\pi}{c} \tilde{\mathbf{j}}'_{cm} = \text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_\perp \\ 0 = -\text{grad } \tilde{H}'_\parallel \end{array} \right\}_3 \rightarrow \\
 \rightarrow \left(-\frac{4\pi}{c} \tilde{\mathbf{j}}'_{cm} = \Delta \tilde{\mathbf{A}}'' \right)'' \rightarrow \text{и т.д.} \tag{11.46}
 \end{aligned}$$

3. Физический смысл процесса возникновения электромагнитной волны и формально математическая сущность волнового уравнения для полей

Однако хорошая наглядность бесконечной по своей протяженности функциональной схемы (11.46), показывающей периодичность зарождения электрических $\tilde{\mathbf{E}}$, $\tilde{\mathbf{E}}'$, $\tilde{\mathbf{E}}''$ и т.д. и магнитных $\tilde{\mathbf{H}}_\perp$, $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$, $\tilde{\mathbf{H}}''_\perp$ и т.д. полей в электромагнитной волне, с математической точки зрения, представляется достаточно громоздкой и не совсем удобной для практического использования. В связи с этим, для получения из функциональной схемы (11.46) более компактной математической записи, которая бы в достаточно полной мере отражала физическую сущность бесконечного периодического процесса распространения электромагнитной волны и эквивалентной, например, известному волновому уравнению вида

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0, \quad (11.47)$$

проанализируем внимательно логические обоснования и вывод этого уравнения известными методами [7,9–13]. Вывод волнового уравнения в электродинамике, со временем зарождения представлений об электромагнитных полях и электромагнитных волнах, практически не претерпел никаких изменений. При выводе волнового уравнения используется известная система уравнений Максвелла, записываемая в общепринятом виде [9]

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (11.48)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (11.49)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (11.50)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0. \quad (11.51)$$

Дополнительно используются уравнения вида

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad (11.52)$$

$$\mathbf{E} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (11.53)$$

При анализе исходных уравнений (11.48)–(11.53) сразу же обращает на себя внимание тот факт, что в данных уравнениях не дифференцируются кулоновские E (11.8) и вихревые \tilde{E} (11.32) электрические поля, которые существенно отличны друг от друга как по своей природе, так и по физической сущности. Такие же проблемы возникают в электродинамике и при попытках дифференцировать обычные и вихревые магнитные поля. Между тем как общепринятым в современной электродинамике формализмом записи уравнений электродинамики Максвелла в обезличенном виде, длительное время насаждаемого и поддерживаемого сторонниками чисто формально-математических и абстрактных методов в электродинамике, преследовалась только одна цель – записать уравнения Максвелла как можно более в элегантном и красивом виде. Сторонники формально-математических методов полагают и уверяют, что в математических уравнениях и зависимостях современной электромагнитной теории в их общепринятой записи выражена вся физическая сущность законов электродинамики. Однако в действительности попытки физической интерпретации конкретных явлений электромagnetизма наталкиваются почему-то на непреодолимые трудности. Можно, конечно же, математическим символам в уравнениях приписать какие-то физические свойства и количественные величины, как это в действительности и практикуется. Например, символы E и H , названные соответственно электрическим и магнитным полем, наделяются свойством оказывать физическое воздействие на другой символ q (электрический заряд) в состоянии его покоя или движения, однако какова действительная природа самого поля E или H , в чем заключается физическая сущность возможности одного заряда на расстоянии воздействовать на другие заряды и что представляет собой сам электрический заряд, ответа на эти вопросы одни математические символы уравнений теории дать не могут.

Современная математизированная электромагнитная теория в элегантной красивой форме может записать уравнение электромагнитной индукции, однако она в принципе не может дать ответа на вопросы, какие физические причины обусловливают появление вихревого электрического поля E в тех точках пространства, в которых, или около которых, изменяется физический параметр поля H . Остается неясным, какие конкретные физические причины обусловливают явление и какие конкретные физические процессы происходят в пространстве, в котором изменяется магнитное поле H или поле векторного потенциала A и т.д. Сторонники чисто математических методов в электродинамике не без гордости заявляют, что в любой "физической" теории главным является строгость, законченная форма и изящный вид математических уравнений. Но каким образом получены эти уравнения, какие исходные предпосылки и физические концепции использовались при

их обосновании и какие были сделаны допущения при их выводе и т.д., - все эти действительно важные физические факторы теории сторонников математических методов вроде бы вообще уже не интересуют. Все это они называют "строительными лесами", о которых не следует даже вспоминать, чтобы не портить фасад построенного "теоретического здания" теории. А между тем, если быть объективным, любого специалиста-физика должны интересовать прежде всего именно эти "строительные леса", в которых заложена исходная физическая сущность теории и которые как раз и углубляют наши познания о внутренней физической природе описываемых явлений.

Если обратиться к истории и вспомнить хотя бы тот очевидный факт, что свою теорию электромагнетизма Максвелл строил, основываясь на допущении реальности существования материальной среды носителя полей. Однако со временем в связи с отказом в физике от любой модели среды физическая сущность из уравнений Максвелла начала постепенно выхолащиваться. Более того, Максвеллу даже было поставлено в упрек [11], что он, видите ли, не предвидел значительной общности выведенных им уравнений, что "... сейчас мы лучше понимаем (сам Максвелл этого не понимал?! Г.Н.), что дело в самих уравнениях, а не в модели, с помощью которой они были выведены... Если мы отбросим все строительные леса, которыми пользовался Максвелл, чтобы получить уравнения, мы приедем к заключению, что прекрасное здание, созданное Максвеллом, держится само по себе". Просто удивительно! Однако могут же возникнуть и сомнения, а держится ли это "прекрасное здание" действительно само по себе? И кто в действительности продолжает поддерживать «это здание»!?? Продолжающиеся и в настоящее время упорные попытки некоторых авторов насаждать и дальше голый абстрактный математический формализм как в электродинамике, физике, так и в других областях науки – это серьезная болезнь всей современной и мировой науки вообще, и эта болезнь находится сейчас в стадии столь глубокого запущения, что кардинальный выход из тупика возможен только при принятии каких-то кардинальных мер.

Сейчас уже достоверно можно показать, что общепринятый в современной электродинамике формализм записи уравнений Максвелла с использованием обезличенных по своей сути символов электрических и магнитных полей, скалярных и векторных потенциалов, вихревых электрических и магнитных полей, в принципе не мог бы привести к выводу, например, уравнения вида (11.46), отражающего циклическую функциональную взаимосвязь для процесса зарождения и распространения вихревых элек-

трических и вихревых магнитных полей ускоренно движущегося электрического заряда. Вполне естественно, что указанные начальные исходные ошибки и упущения в электродинамике, засиление голого математического формализма в электромагнитных теориях, как и ограниченность представления о существовании только одного векторного магнитного поля \mathbf{H} , приводят к грубому искажению физической сущности явления, отражаемого известными уравнениями вида (11.48)–(11.53). Использование этих уравнений для вывода волнового уравнения известными методами основывается на допущении ошибочных предпосылок о возможности взаимной замены этих полей \mathbf{E} (11.8), $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.32). К тому же, следует еще отметить, что для случая одиночного заряда «уравнение» (11.48) в приведенной записи, если установить естественное соответствие $\mathbf{H} \equiv \mathbf{H}_\perp$, как это видно из (11.12), вообще не представляет собой даже равенства. Для того чтобы наглядно показать все формальные математические ухищрения, которые используются в известных методах вывода волнового уравнения (11.47) из уравнений (11.48)–(11.53), запишем данные уравнения в их действительной форме, соответствующей (11.11)–(11.18)

$$\text{rot } \mathbf{H}_\perp = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (11.54)$$

$$\text{div } \mathbf{H}_\perp = 0, \quad (11.55)$$

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_\perp}{\partial t}, \quad (11.56)$$

$$\text{div } \tilde{\mathbf{E}} = 0, \quad (11.57)$$

$$\mathbf{H}_\perp = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (11.58)$$

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (11.59)$$

Далее, согласно общепринятым представлениям [7,9–13], осуществляется подстановка (11.59), (11.58) в правую и левую части уравнения (11.54). Подстановка (11.58) в (11.54), конечно, не вызывает возражений. Однако подстановка выражения для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.59) вместо кулоновского электрического поля \mathbf{E} в (11.54) представляет собой просто математический ляпсус. Для подтверждения сказанного, выпишем для

сравнения несколько дифференциальных операций над векторами \mathbf{E} (11.8) и $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.32)

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \quad \operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_{\perp}}{\partial t}, \quad (11.60)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad \operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}} = \frac{1}{c} \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial t}, \quad (11.61)$$

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi, \quad \tilde{\mathbf{E}} = -\operatorname{grad} \gamma, \quad (11.62)$$

$$\mathbf{E} = \frac{e}{cR^3} \mathbf{R}, \quad \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}, \quad (11.63)$$

где γ – скалярная функция, отличная от скалярной функции φ . Таким образом, возвращаясь вновь к исходной системе уравнений (11.48)–(11.53), можно утверждать, что применительно к одиночному движущемуся ускоренно заряду e сущность известных методов заключается в том, что в заведомом неравенстве (11.48) осуществляется, с математической точки зрения, явно некорректная подстановка (11.53). Однако удивительным при этом оказывается то, что подстановка членов уравнения (11.53) в явное неравенство (11.48), с учетом принятых обозначений $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\perp}$:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} \quad (11.64)$$

делает это неравенство действительным уравнением, но только для нового вихревого магнитного поля $\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp}$, а не магнитного поля \mathbf{H} или \mathbf{H}_{\perp} , определяемого согласно (11.52) или (11.58). В этом легко убедиться, так как замена записи (11.48) новой принципиально отличающейся от нее записью вида

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{H}}'_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} \quad (11.65)$$

действительно определяет уже одно уравнение $\{ \}_2$ из функциональной схемы (11.46). В то же время, если в действительном уравнении (11.54) вместо вектора кулоновского электрического поля \mathbf{E} записать вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$, т.е. придать уравнению (11.54) вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{cm}}^n, \quad (11.66)$$

то первоначальное действительное уравнение (11.54) превращается в явное неравенство, и, чтобы получить из данного неравенства уравнение (11.65), необходимо член $(4\pi/c)\mathbf{j}_{cm}^n$ положить равным нулю и векторное магнитное поле \mathbf{H}_\perp заменить на вихревое магнитное поле $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$. Следует, однако, отметить, что если подобное явно произвольное допущение применить теперь к исходному неравенству (11.48) или к исходному уравнению (11.54), то они оба теряют всякий физический и математический смысл. Но, допустим, в явном противоречии с какой-либо разумной логикой, что мы согласились с записью уравнения (11.54) в виде уравнения (11.65), т.е.

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_\perp = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t} \quad (11.67)$$

или, с учетом (11.59),

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_\perp = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial^2 t}, \quad (11.68)$$

однако в этом случае обнаруживается, что подстановка (11.58) в (11.54) становится теперь некорректной, так как для магнитного поля $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$ справедлива запись [см. ()₂ в (11.46)]

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_\perp = \text{rot } \tilde{\mathbf{A}}'. \quad (11.69)$$

В современной же литературе явно некорректную запись уравнения в виде (11.64) принимают за исходную и подстановкой (11.58) получают явное неравенство вида [7, 9–13]

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial^2 t} \quad (11.70)$$

или

$$-\Delta \mathbf{A} + \text{grad div } \mathbf{A} = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial^2 t}. \quad (11.71)$$

Далее, для получения из явного неравенства (11.71) волнового уравнения (11.47), на вектор \mathbf{A} накладывают искусственное и явно абстрактное по своему существу условие

$$\text{div } \mathbf{A} = 0, \quad (11.72)$$

основываясь на ошибочном уравнении (11.57), для которого, с учетом (11.59), полагают

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{div} \mathbf{A}) = 0. \quad (11.73)$$

Ошибочность выражения (11.57) для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.32), (11.59)

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \quad (11.74)$$

легко устанавливается, так как непосредственным определением операции $\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}$ от правой части (74) сразу же находим

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{ev}{c^2 R} \cos \varphi \right) = -\frac{1}{c} \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial t} \neq 0. \quad (11.75)$$

Следует отметить, что в аналогичной степени произвольными являются методы вывода волнового уравнения (11.47) с использованием и другого искусственного условия – так называемой «калибровки Лоренца» [7, 10–13]

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t}. \quad (11.76)$$

И, наконец, в результате всех приведенных выше и аналогичных им явно ошибочных допущений и грубых математических преобразований, из явного неравенства вида (11.71) «выводится» волновое уравнение для векторного потенциала

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = 0. \quad (11.77)$$

Далее, находя решение волнового уравнения (11.77) и определяя значение вектора \mathbf{A} в виде запаздывающих (или опережающих) потенциалов, находятся предполагаемые магнитные \mathbf{H}_{\perp} и электрические \mathbf{E} поля электромагнитной волны с помощью зависимостей вида (11.51), (11.52) или (11.58), (11.59), т.е.

$$\mathbf{H}_{\perp} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad (11.78)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (11.79)$$

Однако из функциональной схемы (11.46) видно, что найденное решение в виде (11.78) определяет собой только известное векторное магнитное поле $(\mathbf{H}_{\perp})_1$ ускоренно движущегося заряда e , а не действительное вихревое магнитное поле $\tilde{\mathbf{H}}_{\perp}$ (11.43) или $(\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp})_2$ (11.46) электромагнитной волны. Кроме

того, найденное вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.79) также представляет собой вихревое электрическое поле $[\tilde{\mathbf{E}}]_1$ (11.46) ускоренно движущегося заряда e , а не действительное исходное вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ (11.45) или $[\tilde{\mathbf{E}}'_0]_2$ (11.46) электромагнитной волны.

4. Анализ функционального процесса зарождения и распространения электромагнитной волны

Однако вернемся вновь к функциональной схеме (11.46), отражающей бесконечный периодический процесс рождения переменных во времени магнитных ($\tilde{\mathbf{H}}'_\perp, \tilde{H}_\parallel = 0$)₂ и электрических $[\tilde{\mathbf{E}}'_0]_2$ полей. Чтобы из данной бесконечной функциональной взаимосвязи между вихревыми магнитными $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$ и электрическими $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ полями можно было получить компактное волновое уравнение вида (11.47), необходимо, очевидно, рассматриваемую бесконечную цепь (11.46) зациклить. Для этого необходимо найденные на каком-то этапе вихревые магнитные поля $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp, \tilde{H}_\parallel = 0$ от решения предыдущей системы уравнений, например, $\{ \}_{2}$ (11.46), подставить в следующую систему уравнений $\{ \}_{3}$ (11.46), как это в действительности и осуществляется (хотя и весьма некорректным образом) согласно общепринятым методам. Если обратиться к функциональной схеме (11.46) и выписать из нее систему уравнений $\{ \}_{2}$ в виде

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}}''_\perp = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}'_0}{\partial t}, \quad (11.80)$$

$$-\text{grad } \tilde{H}''_\parallel = 0, \quad (11.81)$$

то можно уже обнаружить, что как для вихревых магнитных полей $\tilde{\mathbf{H}}''_\perp, \tilde{H}''_\parallel$, так и для вихревых магнитных полей $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp, \tilde{H}_\parallel$ из предыдущей системы уравнений

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_\perp = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}'}{\partial t}, \quad (11.82)$$

$$-\text{grad } \tilde{H}'_\parallel = 0 \quad (11.83)$$

исходными полями являются уже только вихревые электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{E}}'_0$, которые по природе своей, в значительной степени, эквивалентны.

Кроме того, вихревые электрические поля $\tilde{\mathbf{E}}$ и $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ в электромагнитной волне, согласно схеме (11.46), пространственно достаточно близки друг к другу (формально в пределах одной длины волны). С учетом сказанного, систему уравнений (11.80), (11.81) представляется уже возможным зациклить, для чего следует записать ее в виде

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_\perp = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}'_0}{\partial t}, \quad (11.84)$$

$$-\text{grad } \tilde{H}_\parallel = 0. \quad (11.85)$$

В данном случае в правой и левой частях уравнений (11.84), (11.85) оказались подставленными уже известные поля $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$, \tilde{H}_\parallel , $\tilde{\mathbf{E}}'_0$, найденные из решения предыдущей системы уравнений рассматриваемого цикла. Принимая во внимание (11.69), систему уравнений (11.84), (11.85) можно представить в виде

$$\text{rot rot } \mathbf{A}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}'_0}{\partial t}, \quad (11.86)$$

$$-\text{grad div } \mathbf{A}' = 0. \quad (11.87)$$

Расписывая двойное роторное произведение

$$-\Delta \tilde{\mathbf{A}}' + \text{grad div } \tilde{\mathbf{A}}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}'_0}{\partial t}, \quad (11.88)$$

$$-\text{grad div } \tilde{\mathbf{A}}' = 0 \quad (11.89)$$

и складывая левые и правые части уравнений, сразу же находим

$$\Delta \tilde{\mathbf{A}}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}'_0}{\partial t}. \quad (11.90)$$

Аналогично (11.59), вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ можно представить в виде

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{A}}'}{\partial t}. \quad (11.91)$$

Подставляя (11.91) в (11.90), окончательно устанавливаем

$$\Delta \tilde{\mathbf{A}}' - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{A}}'_0}{\partial t^2} = 0. \quad (11.92)$$

Таким образом, полученное волновое уравнение (11.92) для электромагнитного поля в компактной математической форме отражает собой периодический процесс распространения электромагнитной волны, индуцируемой ускоренно движущимся зарядом e и схематически представленной в виде (11.46). Причем следует отметить, что волновое уравнение (11.92) для электромагнитной волны получено простым и достаточно корректным как с математической, так и с физической точки зрения, способом и без введения формальных, по своему существу, условий нормировок и калибровок.

С целью вывода волнового уравнения для предполагаемого скалярного потенциала γ' вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ (11.91) ускоренно движущегося заряда e , выпишем систему уравнений для вихревых магнитных полей $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$, \tilde{H}'_\parallel

$$\tilde{\mathbf{H}}'_\perp = \text{rot } \tilde{\mathbf{A}}', \quad (11.93)$$

$$\tilde{H}'_\parallel = -\text{div } \tilde{\mathbf{A}}' = 0 \quad (11.94)$$

и соответствующего им вихревого электрического поля

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{A}}'}{\partial t}. \quad (11.95)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = -\text{grad } \gamma'. \quad (11.96)$$

Находя пространственные производные от правой и левой части уравнения (11.95), с учетом (11.93), (11.94), обнаруживаем

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{E}}'_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}'_\perp}{\partial t}, \quad (11.97)$$

$$\text{div } \tilde{\mathbf{E}}'_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{H}'_\parallel}{\partial t}. \quad (11.98)$$

Из (11.98) непосредственно следует, что вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ электромагнитной волны, в противоположность вихревому электрическому полю $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.74) ускоренно движущегося заряда e , уже не является потенциальным электрическим полем, и скалярный потенциал γ' этого поля всегда остается равным нулю. В соответствии с этим и волнового уравнения для

скалярного потенциала γ' , в противоположность общепринятым представлениям [7, 9–11], вообще не существует. Таким образом, только вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ (11.95) является действительным вихревым электрическим полем, для которого можно считать справедливыми известные условия (11.50), (11.51) [9], т.е.

$$\operatorname{rot} \tilde{\mathbf{E}}'_0 \neq 0, \quad (11.99)$$

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{E}}'_0 = 0, \quad (11.100)$$

откуда непосредственно следует, что

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \gamma' = 0. \quad (11.101)$$

Следовательно, полученное волновое уравнение (11.92) для векторного потенциала $\tilde{\mathbf{A}}'$ отражает собой процесс распространения в пространстве вихревых электрических $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ (11.95) и соответствующих им магнитных вихревых $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$, $\tilde{\mathbf{H}}'_\parallel$ (11.93), (11.94) полей электромагнитной волны.

В пространстве физического вакуума (в отсутствие реальных сред) вихревое магнитное поле $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$ (11.93) и вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ (11.95) также удовлетворяют волновому уравнению, что легко показать, подвергнув уравнение (11.92) соответствующей операции дифференцирования по пространственной и временной координате и изменив порядок дифференцирования

$$\Delta \tilde{\mathbf{H}}'_\perp - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{H}}'_\perp}{\partial^2 t} = 0, \quad (11.102)$$

$$\Delta \tilde{\mathbf{E}}'_0 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}'_0}{\partial^2 t} = 0. \quad (11.103)$$

Из сопоставления (11.92), (11.102), (11.103) с функциональной схемой (11.46) видно, что все поля $\tilde{\mathbf{A}}'$, $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$, $\tilde{\mathbf{H}}'_\parallel$, $\tilde{\mathbf{E}}'_0$, \mathbf{A}' , \mathbf{H}'_\perp , H'_\parallel , \mathbf{E}' , соответствующие решению системы уравнений $\{ \}$ 2 при определенном цикле индукции этих полей, подчиняются одному и тому же волновому уравнению.

5. Ограниченнность известных представлений применительно к вихревым электрическим и магнитным полям электромагнитной волны

Анализируя проведенные выше попытки функционально-математического отражения реального процесса зарождения электромагнитной волны от ускоренно движущегося заряда e и ее дальнейшего распространения в пространстве, которые позволили, с математической и физической точек зрения, достаточно корректно получить строгие, но, опять же, формальные по своей сущности, волновые уравнения (11.92), (11.102), (11.103), на первый взгляд может показаться, что самое главное уже достигнуто. Получена достаточно компактная и строгая математическая запись уравнений электромагнитной волны, которая, по современным представлениям [11], полностью отражает реальный процесс распространения электромагнитной волны. К тому же, полученная система уравнений (11.92), (11.102), (11.103) по своей записи, если не вдаваться в существование полей $\tilde{\mathbf{A}}'$, $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$, $\tilde{\mathbf{E}}'_0$, практически эквивалентна общепринятой записи волновых уравнений для полей $\tilde{\mathbf{A}}$, $\tilde{\mathbf{H}}$, $\tilde{\mathbf{E}}$ [11]

$$\Delta \tilde{\mathbf{A}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{A}}}{\partial^2 t} = 0, \quad (11.104)$$

$$\Delta \tilde{\mathbf{H}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{H}}}{\partial^2 t} = 0, \quad (11.105)$$

$$\Delta \tilde{\mathbf{E}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{E}}}{\partial^2 t} = 0. \quad (11.106)$$

Однако, тем не менее, математическая строгость уравнений (11.92), (11.102), (11.103), как и уравнений (11.11)–(11.18), (11.24), еще не свидетельствует собой о том, что реальные физические процессы и соответствующая им физическая сущность действительно полностью отражаются формальной сущностью этих уравнений. Например, при общепринятом решении системы уравнений (11.11)–(11.18) в виде (11.26) уже в явном виде обнаруживается принципиальное несоответствие формализма уравнения Пуассона (11.26) и его решения (11.27) с истинной природой токов смешения [6]. Указанные несоответствия в какой-то степени объясняют тот факт, что в литературе отсутствуют непосредственные решения уравнения Пуас-

сона (11.26) через токи смещения, и осуществляется замена подобного решения рядом формальных, по своему существу, математических операций [7, 14]. Следует отметить еще, что формализм уравнения Пуассона и его решения в значительной степени способствовал укоренению в электродинамике и других областях физики парадоксального, по своему существу, принципа дальнодействия. Приведенные обстоятельства, как и ряд других [6], ставят под сомнение общепринятый метод сведения уравнений (11.11)–(11.18) к уравнению типа Пуассона (11.24) и заставляют предположить возможность существования и других методов решения их, формализм которых не находился бы в такой степени в противоречии с физикой описываемых явлений. И подтверждением этому может быть хотя бы метод непосредственных решений уравнений (11.11)–(11.18) через токи смещения без вывода уравнения Пуассона [6]. Аналогичные выводы можно сделать и относительно формальной сущности волновых уравнений (11.92), (11.102), (11.103), которые следует рассматривать только как один из способов математического описания явления распространения электромагнитной волны. В частности, как будет показано ниже, определение вихревых магнитных \tilde{H}'_{\perp} , \tilde{H}'_{\parallel} и вихревого электрического \tilde{E}'_0 полей электромагнитной волны оказывается возможным только при использовании метода решения дифференциальных уравнений непосредственно через вихревые токи смещения \tilde{j}_{cm} , без использования уравнений Пуассона ()¹, ()² и т.д. в (11.46).

Определим конкретные выражения для вихревых магнитных \tilde{H}'_{\perp} и вихревых электрических \tilde{E}'_0 полей электромагнитной волны. Предварительно отметим, что, согласно функциональной схеме (11.46), при заданном исходном переменном во времени электрическом поле $E(r,t)$ ускоренно движущегося заряда e оказывается необходимым сначала определить конкретные выражения для магнитных полей \tilde{H}'_{\perp} , \tilde{H}'_{\parallel} и вихревого электрического поля \tilde{E} . Для нахождения магнитных полей \tilde{H}'_{\perp} , \tilde{H}'_{\parallel} , выпишем систему уравнений { }₁ (11.46) в виде

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_{\perp} = 0, \quad (11.107)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{cm}^p, \quad (11.108)$$

$$-\operatorname{grad} H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (11.109)$$

Основываясь на общефизических представлениях о свойствах токов смещения [1–4], решим систему уравнений (11.107)–(11.109) и определим магнитные поля $\tilde{\mathbf{H}}_{\perp}$, $\tilde{\mathbf{H}}_{\parallel}$ движущегося одиночного заряда e , не прибегая к формализму уравнения Пуассона и его решения [6].

От левой и правой части уравнения (11.108), предварительно умножив их на 4π , определим интеграл по плоской, перпендикулярной к направлению движения заряда поверхности S_0 круга радиуса r_0 , центр которого находится на траектории движения заряда e

$$\frac{1}{4\pi} \int_L \text{rot } \mathbf{H}_{\perp} d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \int_{S_0} \left(\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) d\mathbf{S}. \quad (11.110)$$

Используя теорему Стокса и учитывая (11.9), (11.10), перепишем (11.110) в виде

$$\frac{1}{4\pi} \oint_L \mathbf{H}_{\perp} d\mathbf{l} = \frac{1}{c} \int_{S_0} \mathbf{j}_{cm\parallel} d\mathbf{S} \quad (\mathbf{j}_{cm\perp} d\mathbf{S} = 0). \quad (11.111)$$

Согласно [1], для аксиальной составляющей плотности тока смещения $\mathbf{j}_{cm\parallel}$ в произвольной точке можно записать

$$\mathbf{j}_{cm\parallel} = \frac{1}{4\pi} \frac{e\mathbf{v}}{r^3} (3 \cos^2 \varphi - 1) \sin^3 \varphi. \quad (11.112)$$

Соответственно, для интеграла в правой части (11.111) находим

$$I_{cm\parallel} = \int_{S_0} \mathbf{j}_{cm\parallel} d\mathbf{S} = \frac{e\mathbf{v}}{2r_0} \sin^3 \varphi, \quad (11.113)$$

где $I_{cm\parallel}$ – ток смещения через поверхность круга S_0 . Учитывая, что контур L представляет собой круг радиуса r_0 , левую и правую части уравнения (11.111) можно представить в виде

$$\frac{1}{4\pi} (2\pi r_0 H_{\perp}) = \frac{1}{c} I_{cm\parallel} \quad (11.114)$$

или

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2I_{cm\parallel}}{r_0}, \quad (11.115)$$

т.е. получили известную формулу для векторного магнитного поля H_{\perp} от линейного тока $I_{\text{п}}$. Подставляя в (11.115) выражение (11.113), для значения векторного магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} на поверхности трубки тока смещения $I_{\text{см}\parallel}$ в сечении S_0 устанавливаем

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{r_0^2} \sin^3 \varphi \beta_0 \quad (11.116)$$

или, производя замену $r_0 = R \sin \varphi$, окончательно находим

$$H_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \sin \varphi \beta_0. \quad (11.117)$$

Рассуждая аналогичным образом, для дифференциального уравнения (11.109) также можно записать [3]

$$-\frac{1}{4\pi} \int_{S_6} H_{\parallel} d\mathbf{S} = \frac{1}{c} \int_{S_6} \mathbf{j}_{\text{см}\perp} d\mathbf{S} \quad (\mathbf{j}_{\text{см}\parallel} d\mathbf{S} = 0), \quad (11.118)$$

где интегрирование проводится уже по боковой поверхности S_6 цилиндра радиуса r_0 и высотой l_0 ($r_0^2 + l_0^2 = R^2$). Так как для радиальной составляющей плотности тока смещения $\mathbf{j}_{\text{см}\perp}$ зависимость имеет вид

$$\mathbf{j}_{\text{см}\perp} = \frac{3}{4\pi} \frac{ev}{l} \cos^4 \varphi \sin \varphi r_0, \quad (11.119)$$

то для соответствующего тока смещения $I_{\text{см}\perp}$ через боковую поверхность S_6 находим

$$I_{\text{см}\perp} = \int_{S_6} \mathbf{j}_{\text{см}\perp} d\mathbf{S} = \frac{ev}{2l_0} \cos^3 \varphi. \quad (11.120)$$

В свою очередь, для левой части выражения (11.118) можно записать [6]

$$\int_{S_6} \text{grad } H_{\parallel} d\mathbf{S} = \theta \int_{S_6} dS = \frac{H_{\parallel}(r_0)}{r_0} (2\pi r_0 l_0) = 2\pi l_0 H_{\parallel}. \quad (11.121)$$

Подставляя (11.120), (11.121) в (11.118), устанавливаем

$$\frac{H_{\parallel}}{4\pi} (2\pi l_0) = \frac{1}{c} I_{\text{см}\perp} \quad (11.122)$$

или

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{2I_{\text{см}\perp}}{l_0}, \quad (11.123)$$

что по виду эквивалентно записи (11.115). Принимая во внимание (11.120), запись (11.123) принимает окончательный вид

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{ev}{l_0^2} \cos^3 \varphi = \frac{1}{c} \frac{ev}{R^2} \cos \varphi. \quad (11.124)$$

Таким образом, выражения (11.117) и (11.124) определяют собой векторное и скалярное магнитные поля \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} движущегося ускоренно заряда e в момент достижения им скорости v .

Что же касается определения векторного потенциала \mathbf{A} (11.129) движущегося ускоренно заряда e в произвольной точке N , то он может быть определен, например, простым соотношением через известную величину скалярного потенциала $\phi(\mathbf{r}, t)$ (11.7) в этой же точке

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{e\mathbf{v}}{c} \phi(\mathbf{r}, t) = \frac{e\mathbf{v}}{cR(t)}. \quad (11.125)$$

Из (11.125), в частности, видно, что сущность векторного потенциала \mathbf{A} может быть выражена, опять же, только с помощью формального принципа дальнодействия непосредственно через характеристики электрического заряда e и возможность выражения его непосредственно через токи смещения $\mathbf{j}_{\text{см}}$ (11.9) заряда, локализованных во всем окружающем пространстве, практически исключается.

Следует также отметить, что значение векторного потенциала \mathbf{A} для рассматриваемого случая может быть определено и посредством использования результатов решений (11.117), (11.124) для магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} движущегося заряда, если задаться условиями (11.16), (11.17), т.е.

$$\mathbf{H}_{\perp} = \text{rot } \mathbf{A}, \quad (11.126)$$

$$H_{\parallel} = -\text{div } \mathbf{A}. \quad (11.127)$$

Условие (11.126), например, в цилиндрической системе координат можно записать в виде

$$\mathbf{H}_{\perp} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} \beta_0, \quad (11.128)$$

откуда для модуля векторного потенциала $|\mathbf{A}|$ можно найти

$$\mathbf{A} = - \int \mathbf{H}_\perp dr . \quad (11.129)$$

Подставляя в (11.129) значение \mathbf{H}_\perp (11.117), получим

$$\mathbf{A} = - \frac{ev}{c} \int \frac{\sin \varphi}{R^2} dr = - \frac{ev}{c} \int \frac{r dr}{(x_0^2 + r^2)^{3/2}} . \quad (11.130)$$

Интегрируя (11.130) в пределах от $r = r_0$ до $r = \infty$, будем иметь

$$\mathbf{A} = - \left. \frac{ev}{c(x_0^2 + r^2)^{1/2}} \right|_{r_0}^\infty = \frac{ev}{cR} , \quad (11.131)$$

где $R = \sqrt{x_0^2 + r^2}$.

Так как направление скорости v совпадает с осью x , то в выбранной системе координат можно записать

$$\mathbf{A} = \frac{ev}{cR} . \quad (11.132)$$

Аналогично, используя условие (11.127) и записав его в виде

$$H_\parallel = \frac{\partial A}{\partial x} , \quad (11.133)$$

для модуля векторного потенциала $|\mathbf{A}|$ устанавливаем

$$A = \int H_\parallel dx = \frac{ev}{c} \int_{x_0}^\infty \frac{x dx}{(x_0^2 + r^2)^{3/2}} = \frac{ev}{cR} , \quad (11.134)$$

что, опять же, соответствует

$$\mathbf{A} = \frac{ev}{cR} . \quad (11.135)$$

В полученных выражениях (11.132) и (11.135) представляет интерес сам процесс интегрирования (11.131) и (11.134), который позволяет в какой-то степени понять физическую сущность векторного потенциала \mathbf{A} движущегося заряда. Из (11.131) и (11.134), прежде всего, следует, что векторный потенциал \mathbf{A} в точке наблюдения N может быть определен двумя равнозначными способами. При этом, согласно (11.131), физическая сущность векторного потенциала \mathbf{A} в точке $N_0(x_0, r_0)$ оказывается связанный со значением

векторного магнитного поля \mathbf{H}_\perp во всех точках $N(x_0, r_0)$, находящихся от оси x дальше, чем точка наблюдения $N_0(x_0, r_0)$. Согласно же (11.134), физическая сущность векторного потенциала \mathbf{A} в точке $N_0(x_0, r_0)$ оказывается связанной со значением теперь уже скалярного магнитного поля H_\parallel во всех точках $N(x_0, r_0)$, находящихся от плоскости S , перпендикулярной к направлению движения и пересекающей заряд, дальше, чем точка наблюдения $N_0(x_0, r_0)$. Если же оценивать (11.131) и (11.134) совместно, то можно сказать, что векторный потенциал \mathbf{A} (11.132), (11.135) в точке наблюдения $N_0(x_0, r_0)$ определяется характеристиками полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel в пространстве вне сферы S_0 радиуса R_0 и не имеет никакого непосредственного отношения как к самому движущемуся заряду e , так и к магнитным полям $\mathbf{H}_{\perp 0}$ и $H_{\parallel 0}$ внутри сферы S_0 . Данный вывод представляется достаточно наглядным доказательством формальной сущности записи (11.132), (11.135) через характеристики заряда и подтверждает существование связи векторного потенциала \mathbf{A} только с характеристиками магнитных полей \mathbf{H}_\perp , H_\parallel во всем пространстве вне объема заряда e .

Используя найденные значения векторного потенциала \mathbf{A} (11.125), (11.132), (11.135) или непосредственные результаты решений (11.117), (11.124) для магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel ускоренно движущегося заряда e , представляется возможным определить и индуцируемое зарядом вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$, воспользовавшись функциональными зависимостями вида (11.32), (11.41), т.е.

$$\tilde{\mathbf{E}} = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (11.136)$$

$$\tilde{\mathbf{E}} = - \frac{\mathbf{v}}{4\pi e v} \frac{\partial}{\partial t} \int_{V_0}^{\infty} (H_\perp^2 + H_\parallel^2) dV. \quad (11.137)$$

Сравнивая функциональные зависимости (11.136), (11.137) для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ в точке наблюдения N_0 на поверхности сферы S_0 радиуса R_0 с функциональной зависимостью (11.132), (11.135) для векторного потенциала \mathbf{A} в точке наблюдения N_0 на поверхности сферы S_0 , можно обнаружить между ними определенное сходство. В частности, если векторный потенциал \mathbf{A} в какой-либо точке N_0 на поверхности сферы S_0 определяется только значением напряженности магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_\parallel во всех точках пространства вне сферы S_0 , то вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ в любой произвольной точке на поверхности сферы S_0 определяется уже

величиной энергии W_H этих же магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_{\parallel} в пространстве вне сферы S_0 . Таким образом, как векторный потенциал \mathbf{A} , так и вектор вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ ускоренно движущегося заряда e , например, на поверхности сферы S_0 радиуса R_0 определяются только характеристиками магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_{\parallel} , локализованных во всем пространстве вне сферы S_0 радиуса R_0 . При этом векторный потенциал \mathbf{A} и вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}$ оказываются связанными между собой зависимостью (11.136).

Найденное значение (11.136), (11.137) для вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$ представляет интерес в том отношении, что общепринятые представления об энергии W_E электрических полей, определяемой согласно известному выражению

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E}^2 dV \quad (11.138)$$

к вихревому электрическому полю $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.136), (11.137) оказываются уже принципиально неприменимыми, т.е.

$$W_E \neq \frac{1}{8\pi} \int_V \tilde{\mathbf{E}}^2 dV. \quad (11.139)$$

Обусловлено это, очевидно, тем, что вихревое электрическое поле (11.137), само являясь определенной функцией от скорости изменения энергии W_H магнитных полей \mathbf{H}_\perp и H_{\parallel}

$$\tilde{\mathbf{E}} = \frac{1}{4\pi ev} \frac{\partial W_H}{\partial t}, \quad (11.140)$$

где энергия W_H определяется зависимостью

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{\parallel}^2 dV, \quad (11.141)$$

не может представлять собой поле, к которому была бы вновь применима та же самая зависимость (11.138).

Для полного определения вектора вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}$, найдем значение скалярной функции γ , для которой должно быть справедливо

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\operatorname{grad} \gamma. \quad (11.142)$$

В цилиндрической системе координат записи (11.142) может соответствовать

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \gamma}{\partial x} \mathbf{x}_0, \quad (11.143)$$

откуда для скалярной функции γ можно записать ($r = \text{const}$)

$$\gamma = - \int_0^{x_0} \tilde{\mathbf{E}} dx = \frac{e}{c^2} \int_0^{x_0} \frac{dx}{\sqrt{x^2 + r^2}} = \frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \ln \left(x + \sqrt{x^2 + r^2} \right) \Big|_0^{x_0}. \quad (11.143)$$

Таким образом, полное решение системы уравнений (11.107), (11.108), (11.109) позволяет определить все исходные поля \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} , $\tilde{\mathbf{E}}$, \mathbf{A} , γ ускоренно движущегося заряда e

$$\mathbf{H}_{\perp} = \frac{1}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{E}] = \frac{e}{cR^3} [\mathbf{v} \times \mathbf{R}], \quad (11.144)$$

$$H_{\parallel} = \frac{1}{c} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) = \frac{e}{cR^3} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{R}), \quad (11.145)$$

$$\tilde{\mathbf{E}} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t}, \quad (11.146)$$

$$\mathbf{A} = \frac{\mathbf{v}}{c} \varphi = -\frac{ev}{cR}, \quad (11.147)$$

$$\gamma = \frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \ln \frac{r}{x_0 + \sqrt{x_0^2 + r^2}}, \quad (11.148)$$

которые соответствуют полям \mathbf{A} , \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} , $\tilde{\mathbf{E}}$ функциональной схемы (11.46) электромагнитной волны.

Установив возможность определения магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} из системы уравнений (11.107), (11.108), (11.109) непосредственно через токи смещения \mathbf{j}_{cm} кулоновского электрического поля \mathbf{E} движущегося заряда e , аналогичным образом можно попытаться найти решения и для вихревых магнитных полей $\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp}$, \tilde{H}'_{\parallel} от вихревых токов смещения $\tilde{\mathbf{j}}_{\text{cm}}$ (11.42), а также вихревого электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ (11.45). Выпишем систему уравнений для вихревых магнитных полей $\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp}$, \tilde{H}'_{\parallel} в виде

$$\operatorname{div} \tilde{\mathbf{H}}'_{\perp} = 0, \quad (11.149)$$

$$\text{rot } \tilde{\mathbf{H}}'_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t}, \quad (11.150)$$

$$-\text{grad } \tilde{H}'_{\parallel} = \frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}}{\partial t}. \quad (11.151)$$

Принимая во внимание (11.146), для компонент вектора плотности вихревого тока смещения $\tilde{\mathbf{j}}_{cm}$ можно записать ($\partial v / \partial t = \text{const}$)

$$\tilde{\mathbf{j}}_{cm\parallel} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_{\parallel}}{\partial t} = -\frac{1}{4\pi} \frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{R} \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \frac{x}{R^3} \frac{\partial R}{\partial t}, \quad (11.152)$$

$$\tilde{\mathbf{j}}_{cm\perp} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_{\perp}}{\partial t} = 0. \quad (11.153)$$

Так как вихревые токи смещения $\tilde{\mathbf{j}}_{cm}$ уже не имеют прямого отношения к движению реального заряда e , то скорость $\partial v / \partial t$ в (11.152) может соответствовать теперь только скорости c распространения зарождающейся электромагнитной волны. В этом случае для (11.152) будем иметь

$$\tilde{\mathbf{j}}_{cm\parallel} = -\frac{1}{4\pi} \frac{e}{c} \frac{\partial v}{\partial t} \frac{x}{R^3}. \quad (11.154)$$

С учетом (11.110), (11.111) и (11.154), уравнение (11.150) можно представить в виде

$$\frac{1}{4\pi} \oint_L \tilde{\mathbf{H}}'_{\perp} d\mathbf{l} = \frac{1}{c} \int_{S_0} \tilde{\mathbf{j}}_{cm\parallel} d\mathbf{S}. \quad (11.155)$$

Аналогично раннее используемой зависимости, выбирая поверхность интегрирования S_0 в виде круга радиуса r_0 , центр которого находится на траектории движения заряда e на расстоянии x_0 от него, а плоскость поверхности S_0 перпендикулярна к направлению движения заряда, для (11.155) можно записать

$$\frac{1}{4\pi} (2\pi r_0 \tilde{H}'_{\perp}) = \frac{1}{c} \tilde{I}_{cm\parallel}. \quad (11.156)$$

Откуда следует, что напряженность вихревого магнитного поля \tilde{H}'_{\perp} в произвольной точке $N_0(x_0, r_0)$ контура L , который охватывает собой цилиндрически симметричную трубку тока смещения $\tilde{I}_{cm\parallel}$, определяется выражением

$$\tilde{H}'_{\perp} = \frac{1}{c} \frac{2\tilde{I}_{cm\parallel}}{r_0}. \quad (11.157)$$

Для определения величины вихревого тока смещения $\tilde{I}_{cm\parallel}$ через поверхность S_0 , используем выражение (11.154) для плотности вихревого тока смещения $\tilde{j}_{cm\parallel}$ ($R_0 = \sqrt{x_0^2 + r_0^2}$), находим

$$\tilde{I}_{cm\parallel} = \int_{S_0} \tilde{j}_{cm\parallel} dS = \frac{er_0}{2c} \frac{\partial v}{\partial t} \int_0^{r_0} \frac{r dr}{(x_0^2 + r^2)^{3/2}}. \quad (11.158)$$

После интегрирования в (11.158) будем иметь

$$\tilde{I}_{cm\parallel} = -\frac{e}{2c} \frac{\partial v}{\partial t} \left[1 - \frac{x_0}{(x_0^2 + r_0^2)^{1/2}} \right]. \quad (11.159)$$

Подставляя найденное значение $\tilde{I}_{cm\parallel}$ (11.159) в (11.157), для напряженности вихревого магнитного поля \tilde{H}'_{\perp} на поверхности трубы вихревого тока смещения $\tilde{I}_{cm\parallel}$ радиусом r_0 в сечении S_0 , находящимся на расстоянии x_0 от заряда e , получим

$$\tilde{H}'_{\perp} = -\frac{e}{c^2 R_0} \frac{\partial v}{\partial t} \left(\frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} \right), \quad (11.160)$$

где R_0 – расстояние от заряда e до точки наблюдения N_0 . Принимая во внимание (11.136), (11.137), запись (11.160) может быть представлена еще в виде

$$\tilde{H}'_{\perp} = \tilde{E} \left(\frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} \right). \quad (11.161)$$

Согласно (11.161), для значения напряженности вихревого магнитного поля \tilde{H}' в перпендикулярном от движущегося ускоренно заряда e направлении

при $\varphi = 90^\circ$ будем иметь

$$\tilde{H}'_{\perp} = \tilde{E}, \quad (11.162)$$

в то время как для напряженности вихревого магнитного поля \tilde{H}' вдоль траектории движения заряда e при $\varphi = 0^\circ$ находим

$$\tilde{H}'_{\perp} = 0. \quad (11.163)$$

Из условия (11.153) для скалярного вихревого магнитного поля можно, очевидно, записать

$$\tilde{H}'_{\parallel} \equiv 0. \quad (11.164)$$

Для определения вихревого магнитного поля \tilde{H}'_{\parallel} (11.162) как векторной величины установленную запись следует представить в виде

$$\tilde{\mathbf{H}}'_{\parallel} = \tilde{\mathbf{E}} \frac{[\mathbf{v} \times \mathbf{R}]}{vR} = \tilde{\mathbf{E}} [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{R}_0]. \quad (11.165)$$

Таким образом, вихревое магнитное поле $\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp}$ (11.165) электромагнитной волны действительно существенно отлично от векторного магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} движущегося заряда и не может быть им заменено. Отличие это, прежде всего, заключается в том, что напряженность вихревого магнитного поля $\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp}$ является уже функцией, обратно пропорциональной расстоянию R , а не обратно квадратичной. Кроме того, характер распределения напряженности вихревого магнитного поля $\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp}$ в пространстве около движущегося ускоренно заряда e оказывается уже существенно отличным от распределения двух типов магнитных полей \mathbf{H}_{\perp} , H_{\parallel} этого же заряда. При этом наиболее существенным отличием следует считать то, что к вихревому магнитному полю $\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp}$ (11.165), аналогично как и к вихревому электрическому полю $\tilde{\mathbf{E}}$ (11.139), оказывается неприменимым представление об энергии W_H этого поля, определяемой известной зависимостью вида (11.138), т.е.

$$W_H \neq \frac{1}{8\pi} \int_V \tilde{\mathbf{H}}'^2 dV. \quad (11.166)$$

Последнее может соответствовать тому, что вихревые электрические $\tilde{\mathbf{E}}$ и вихревые магнитные $\tilde{\mathbf{H}}'_{\perp}$ поля, возможно, играют только какую-то вспомо-

Таким образом, математически компактная и строгая форма записи волнового процесса (11.46) распространения электромагнитной волны в виде волновых уравнений (11.92), (11.102), (11.103) тоже не лишена разного рода противоречий, обусловленных, в основном, формальной сущностью волнового уравнения (11.47). Формализм исходного волнового уравнения (11.92) обусловлен, в частности, формальным, не имеющим ничего общего с действительностью, чисто математическим приемом зацикливания уравнений (11.80), (11.81), по своей сути противоречащим основному закону причинно-следственной связи процесса движения, что за любой причиной следуют последующее следствие, а не предыдущее. Однако, тем не менее, приведенный выше вывод волновых уравнений (11.92), (11.102), (11.103) для электромагнитной волны с использованием уравнений (11.11)–(11.18) для двух типов магнитных полей \mathbf{H}_\perp , H_\parallel движущегося заряда оказывается в значительно большей мере обоснованным и достоверным по сравнению с известным, так как базируется на более реальных представлениях о природе электрических \mathbf{E} и магнитных \mathbf{H}_\perp , H_\parallel , и вихревых электрических $\tilde{\mathbf{E}}$ и вихревых магнитных $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$, \tilde{H}'_\parallel полей ускоренно движущегося заряда e . Впервые же введенное формальное представление о «зацикливания бесконечного циклического процесса» помогает понять вспомогательный характер используемых чисто математических приемов и тем самым, существенно углубить понимание описываемых реальных физических процессов.

После установления зависимостей для вихревых магнитных полей $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$ (11.165), \tilde{H}'_\parallel (11.164) оказывается возможным определить и индуцируемое ими новое вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$, для чего необходимо предварительно, аналогично как и в (11.132), определить модуль вихревого векторного потенциала

$$\tilde{A}' = \int \tilde{H}'_\perp dr = \frac{e}{c^2} \frac{\partial v}{\partial t} \left(\frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} \right) \ln \left(r + \sqrt{x^2 + r^2} \right). \quad (11.167)$$

Для вектора вихревого потенциала $\tilde{\mathbf{A}}'$, соответственно, можно записать

$$\tilde{\mathbf{A}}' = \frac{e}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \left(\frac{1 - \cos \varphi}{\sin \varphi} \right) \ln \left(r + \sqrt{x^2 + r^2} \right). \quad (11.168)$$

В этом случае новое вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ может быть определено согласно зависимости

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \tilde{\mathbf{A}}'}{\partial t} = -\frac{e}{c} \left(\frac{e}{c^2} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right) \left(\frac{1-\cos\varphi}{\sin\varphi} \right) \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial t}. \quad (11.169)$$

Полагая вновь $dR/dt = c$, для (11.169) будем иметь

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = -\frac{e}{c^2 R} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \left(\frac{1-\cos\varphi}{\sin\varphi} \right). \quad (11.170)$$

Записи (11.170) можно придать еще вид

$$\tilde{\mathbf{E}}'_0 = \tilde{\mathbf{E}} \left(\frac{1-\cos\varphi}{\sin\varphi} \right). \quad (11.171)$$

Сравнивая (11.171) с (11.161), обнаруживаем, что новое вихревое электрическое поле $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ электромагнитной волны имеет точно такое же распределение в окружающем движущийся заряд e пространстве, как и исходное для него вихревое магнитное поле $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$ (11.161) и во всех точках пространства поля $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$ и $\tilde{\mathbf{E}}'_0$ по величине равны друг другу, что соответствует уже этапу цикла сформировавшейся электромагнитной волны, чем и обосновывается возможность формального «зацикливания» уравнения на рассматриваемом этапе распространения электромагнитной волны. Что же касается направления векторных полей $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$ и $\tilde{\mathbf{E}}'_0$, то во всех точках пространства они перпендикулярны друг другу, и для них можно записать

$$\tilde{\mathbf{H}}'_\perp = \frac{[\mathbf{R} \times \tilde{\mathbf{E}}'_0]}{R} \frac{1}{\sin\varphi}. \quad (11.172)$$

Выражение (11.172) для электромагнитной волны весьма близко к известному, записываемому в виде [9]

$$\mathbf{H}_\perp = \frac{[\mathbf{R} \times \mathbf{E}]}{R} \quad (11.173)$$

и полученному при допущении весьма сомнительных условий и некорректных математических преобразований, как это было показано уже выше.

6. Индукция поперечных и продольных электромагнитных волн ускоренно движущимися электрическими зарядами и неразрывное единство природы этих полей

Основываясь на концепции существования в окружающем нас пространстве электромагнитной среды физического вакуума, имеющего не равные нулю электрические и магнитные характеристики ($\epsilon_0 \neq 0$, $\mu_0 \neq 0$), рассмотрим задачу излучения электромагнитных волн открытыми электрическими и магнитными системами. Известно [15], что для любой незамкнутой системы токов имеем

$$\operatorname{rot} \mathbf{A} = \mathbf{H}_\perp, \quad (11.174)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} \neq 0. \quad (11.175)$$

Проведенный анализ показывает [16, 17], что в этом случае имеет место индукция токами еще одного вида магнитного поля

$$H_{\parallel} = -\operatorname{div} \mathbf{A}. \quad (11.176)$$

Учет реальности существования скалярного магнитного поля H_{\parallel} разрешает многие имеющиеся в электродинамике трудности и противоречия, связанные, например, с полной энергией магнитного поля движущегося электрического заряда и нарушением 3-го закона механики в электродинамике применительно к взаимодействию перпендикулярных элементов тока, а также индукцию как поперечных, так и продольных электромагнитных волн [5, 6].

В общем случае, любая открытая излучающая электромагнитная система представляет собой незамкнутую систему токов, и для полной системы уравнений излучаемой электромагнитной волны в этом случае будем иметь

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_\perp = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (11.177) \qquad \operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial H_{\parallel}}{\partial t}, \quad (11.180)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_\perp = 0, \quad (11.178) \qquad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}_\perp}{\partial t}. \quad (11.181)$$

$$\operatorname{grad} \mathbf{H}_{\parallel} = 0., \quad (11.179)$$

$$\mathbf{H}_{\perp} = \operatorname{rot} \mathbf{A}, \quad (11.182)$$

$$H_{\parallel} = -\operatorname{div} \mathbf{A}, \quad (11.183)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (11.184)$$

для (11.177)–(11.179) получим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} = -\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial^2 t}, \quad (11.185)$$

$$-\operatorname{div} \operatorname{rot} \mathbf{A} = 0, \quad (11.186)$$

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{A} = 0. \quad (11.187)$$

Из (11.185)–(11.187), преобразуя двойную частную производную и вычитая одно выражение из другого, находим

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial^2 t} = 0. \quad (11.188)$$

Волновые уравнения для электрических и магнитных полей находятся дополнительным дифференцированием

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial^2 t} = 0, \quad (11.189)$$

$$\Delta \mathbf{H}_{\perp} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}_{\perp}}{\partial^2 t} = 0, \quad (11.190)$$

$$\Delta H_{\parallel} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 H_{\parallel}}{\partial^2 t} = 0. \quad (11.191)$$

Не равные нулю магнитные поля \mathbf{H}_{\perp} и H_{\parallel} индуцируют в пространстве соответственно поперечные и продольные электромагнитные волны вихревого электрического поля \mathbf{E} .

Таким образом, любая открытая по электрическому полю излучающая система (диполь, рупорные антенны и т.д.) излучает электромагнитные волны как с поперечной \mathbf{E}_{\perp} , так и с продольной \mathbf{E}_{\parallel} компонентой вектора электрического поля, но с заметно отличающимися диаграммой направленности и интенсивности. Для случая же излучающих систем, открытых по магнитному полю (рамочные антенны и подобные им), в пространство излучаются,

в основном, волны с поперечной компонентой вектора электрического поля E_{\perp} . Интенсивность поперечной или продольной электромагнитной волны определяется в каждом случае конструктивной особенностью антенн. Исследованиями на рамочных антенах обнаружено, что при сложении двух противофазных сигналов от рамочных антенн суммарная диаграмма направленности излучения антеннами поперечной электромагнитной волны имеет явно выраженный минимум излучения по оси симметрии двух антенн, где имеет место полная компенсация противофазных поперечных электромагнитных волн. Однако в области полной компенсации поперечных электромагнитных волн возникает максимум излучения продольной электромагнитной волны, регистрация которой возможна только соответствующими приемными антennами для продольных электромагнитных волн или специальными датчиками электромагнитных волн (в простейшем случае расположенной по оси симметрии вдоль излучения дипольной антенной). Имеются многочисленные публикации [18–20], которые также доказывают, что при определенных условиях взаимодействия двух поперечных волн регистрируются продольные компоненты вектора электрического поля электромагнитные волны.

В теоретическом плане, основываясь на ряде априорных допущений, возможность существования продольных электромагнитных волн (ПЭМВ) обосновывается в работе [20] исходя из чисто теоретических предпосылок выполнимости общих физических принципов. Отличие начальных исходных предпосылок в [20], которые были приняты автором для нахождения ПЭМВ, привели к различным выводам относительно их реального проявления и возможной области применения. На основании общего физического анализа [16, 17] и проведенных экспериментов [19] можно утверждать, что ПЭМВ представляют собой такую же реальность, как и известные поперечные электромагнитные волны.

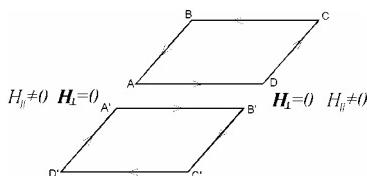


Рис. 60

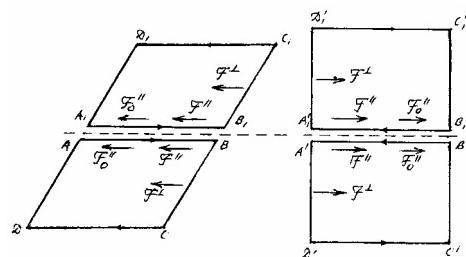


Рис. 61

Из общих исследований скалярного магнитного поля $\mathbf{H}_\perp = \text{rot } \mathbf{A}$ обнаружено [16, 17], что скалярные магнитные поля не взаимодействуют с ферромагнитными материалами и не экранируются ими. Соответственно, заметная проникающая способность наблюдается и для индуцируемых этими полями продольных электромагнитных волн, что было подтверждено при прохождении продольных электромагнитных волн через плоские экраны, которыми окружается излучающая антenna. Для поперечных электромагнитных волн в аналогичной же ситуации излучения антенн полностью шунтируются. Следует отметить, что из общей системы дифференциальных уравнений для электромагнитных полей в среде физического вакуума следует ожидать возможности некоторого отличия скоростей распространения продольных и поперечных электромагнитных волн [20], однако конкретные значения этих скоростей могут быть определены только экспериментально, так как остаются неизвестными пока конкретные физические характеристики среды физического вакуума.

Помимо чисто теоретических доказательств реальности существования продольных электромагнитных волн, аналогичные выводы были получены на основе экспериментальных исследований силовых эффектов взаимодействия токовых контуров, моделирующих контурные излучающие антенные. В экспериментах с расположенными в одной плоскости токовыми контурами было обнаружено, что при компенсации магнитного поля одного контура противоположным по направлению магнитным полем другого контура, суммарное магнитное поле по оси симметрии контуров действительно оказывается равным нулю (рис. 60), однако в этом же пространстве приобретает максимальное значение суммарное скалярное магнитное поле контуров. Если рядом по оси симметрии контуров разместить еще одну аналогичную же пару контуров, но плоскость которой повернута относительно оси симметрии на 90° (рис. 61), то между контурами обнаруживается обычный силовой эффект магнитного взаимодействия, хотя в плоскости расположения второго сдвоенного контура суммарное магнитное поле от первой пары

контуров остается равным нулю. Из наличия силовых эффектов магнитного взаимодействия между перпендикулярно расположенным сдвоенным токовым контурами непосредственно следует, что соответствующее взаимодействие между этими контурами возможно и в том случае, если контуры будут запитываться переменным током. При большой частоте переменного тока оказывается возможным прием энергии электромагнитной волны перпендикулярно расположенной (по отношению к передающей антенне) приемной антенне в том случае, когда вектор вихревого электрического поля поперечной электромагнитной волны \mathbf{E}_\perp оказывается явно перпендикулярным плоскости приемной антенны (рис. 62).

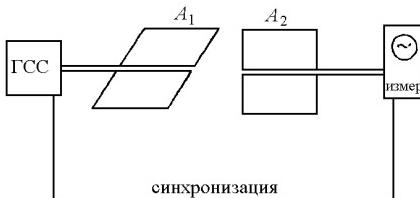


Рис. 62

Проведенные экспериментальные исследования излучения электромагнитных волн сдвоенными рамками с противофазными сигналами излучения от каждой составляющей ее рамки действительно полностью подтвердили реальность излучения электромагнитных волн сдвоенными антennами как в случае их горизонтального расположения (излучение поперечных и продольных электромагнитных волн), так и в случае их перпендикулярного расположения (излучение только одних продольных электромагнитных волн). Однако, так как в первом случае, при горизонтальном расположении сдвоенных контуров, от каждой рамки сдвоенной передающей антенны излучаются противофазные сигналы поперечной электромагнитной волны, то в направлении вдоль оси сдвоенной передающей антенны результирующий сигнал поперечной электромагнитной волны имеет более быстрый спад по сравнению с продольными электромагнитными волнами и на некотором вполне определенном расстоянии от передающей антенны амплитудные значения поперечной и продольной электромагнитной волны оказываются равными друг другу. А так как поперечные и продольные электромагнитные волны находятся всегда в противофазе друг другу, то результирующий сигнал приемной антенны на этом определенном расстоянии оказывается равным нулю, что подтверждается регистрацией сигнала по осциллографу. Однако, поворотом приемной антенны на 90° в этот момент времени, можно

показать, что осциллографом регистрируется максимальное амплитудное значение сигнала продольной электромагнитной волны. При дальнейшем же удалении приемной антенны от передающей при горизонтальном их расположении, амплитудное значение продольной электромагнитной волны начинает превалировать над результирующим амплитудным значением противофазных сигналов поперечной электромагнитной волны и приемная антenna регистрирует результирующий сигнал уже только одной продольной электромагнитной волны. Поворот приемной антенны в этот момент на 90° регистрирует уже максимальное значение амплитуды сигнала без изменения фазы сигнала. Следовательно, в случае горизонтального расположения

передающей и приемной антенны, принимаемый приемной антенной результатирующий сигнал оказывается обусловленным сначала превалирующей по величине поперечной электромагнитной волной, а затем на определенном расстоянии результатирующий сигнал от передающей антенны оказывается равным нулю и приемная антenna никакого сигнала не принимает. При дальнейшем удалении приемной антенны она снова начинает регистрировать результатирующий сигнал, но уже противоположной фазы от превалирующей по величине продольной электромагнитной волны.

Таким образом, в рамках представления излучения сдвоенной антенной поперечных и продольных электромагнитных волн в случае расположения их в одной плоскости, на некотором расстоянии от передающей сдвоенной антенны результатирующий сигнал, принимаемый приемной антенной, должен стать равным нулю и при дальнейшем удалении от антенны фаза принимаемого приемной антенной сигнала должна измениться на 180° . В случае же исходного перпендикулярного расположения передающей и приемной антенн, приемная антenna способна принимать только продольную электромагнитную волну, так как вектор поляризации электрического поля поперечной электромагнитной волны оказывается уже перпендикулярным плоскости приемной антенны (перпендикулярен всем сторонам контуров приемной антенны). Поэтому при перпендикулярном расположении передающего и приемного контуров приемный контур должен регистрировать только одну продольную электромагнитную волну с плавным изменением сигнала от максимального значения вблизи передающей антенны и медленным спадом сигнала при увеличении расстояния от передающей антенны. Так как электромагнитные излучения от контуров регистрируются достаточно хорошо на больших расстояниях от взаимодействующих контуров, то детальное исследование различных эффектов электромагнитного излучения от сдвоенной противофазной антенны позволит сделать более точные количественные оценки. Кроме замеров амплитудного значения величины сигнала продольной электромагнитной волны на разных расстояниях от пере-

дающей антены, были проведены пробные сеансы связи на продольных электромагнитных волнах, которые доказали возможность передачи ПЭМВ обычной радиотехнической информации. Эксперименты по исследованию радиосвязи проводились на частоте 27 МГц при наличии рамочных приемо-передающих антенн для поперечных электромагнитных волн и рамочных сдвоенных приемо-передающих антенн для продольных электромагнитных волн в одном направлении их распространения. Схема эксперимента представлена на рис. 63.

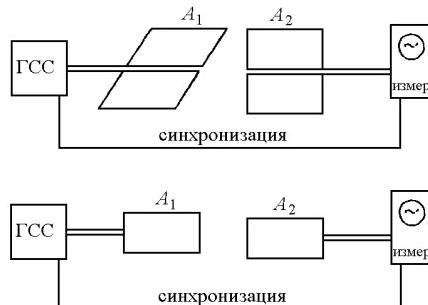


Рис. 63

Расстояние между передающими и приемными антеннами было равно 100 м. Каждая из антенн была ориентирована на максимум излучающего и принимаемого сигнала соответствующего типа волн. Результаты экспериментов показали, что антенна для поперечных электромагнитных волн принимает только поперечные электромагнитные волны и не регистрирует продольных. Между тем как, в том же направлении излучения, антенна для продольных электромагнитных волн регистрирует только продольные электромагнитные волны, но не регистрирует поперечных электромагнитных волн. Использованные для экспериментов сдвоенные приемо-передающие антенны для продольных электромагнитных волн не являются оптимальными по своим излучающим способностям, однако теоретически возможны более эффективные конструкции приемо-передающих антенн для продольных электромагнитных волн.

Выводы

В заключение следует отметить, что, несмотря на практически полный пересмотр исходных положений современной электродинамики, введение представления о неизвестном ранее скалярном магнитном поле, изменение системы дифференциальных уравнений для электрических и магнитных полей движущегося заряда, изменение представлений о последовательном процессе рождения и распространения электромагнитной волны и т.п., конечные решения для полей ϕ , \mathbf{A} , \mathbf{H}_\perp , H_\parallel , $\tilde{\mathbf{E}}$, $\tilde{\mathbf{A}}'$, $\tilde{\mathbf{H}}'_\perp$, \tilde{H}'_\parallel , $\tilde{\mathbf{E}}'_0$, $\tilde{\mathbf{A}}''$ и т.д. приводят к результатам, весьма близким к известным и практически наблю-

даемым результатам. Принимая же во внимание достаточно глубокую физическую обоснованность вновь вводимых представлений и понятий и всех электрических и магнитных явлений, сопутствующих движению заряда в реальном пространстве физического вакуума, а также достаточную корректность применяемых математических методов, то указанное выше удовлетворительное сходство конечных результатов лишний раз служит хорошим подтверждением достоверности вводимых новых понятий физики и необходимость коренного пересмотра на основе их всех известных представлений о законах электродинамики и оптики.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в данной книге начальные теоретические исследования по электродинамике физического вакуума и по оптическим и электродинамическим свойствам физического вакуума как материальной среды, были выполнены автором еще в период 1967–1970 гг. К 1976 г. была полностью готова новая электромагнитная теория как с двумя типами магнитных полей: векторным $\mathbf{H}_\perp = \operatorname{rot} \mathbf{A}$ и скалярным $H_\parallel = -\operatorname{div} \mathbf{A}$, так и электродинамики с полным магнитным полем \mathbf{H}_n и с градиентными электрическими полями $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{A}, \mathbf{B}$. В теоретическом плане были найдены решения практически всем известным в электродинамике серьезным противоречиям и парадоксам. Причем разрешение многих парадоксов электродинамики было настолько очевидным, что на начальном этапе необходимость в постановке каких-либо проверочных экспериментов просто не возникала.

Однако изменения в электродинамике оказались столь радикальными, в рамках общепринятых представлений, что к 1982 г. возникла острая необходимость в постановке основных основополагающих экспериментов по доказательству реальности существования еще одного типа скалярного магнитного поля и еще одного вида продольного магнитного взаимодействия.

Интересно отметить, что по многим проверочным экспериментам, поставленным с учетом новых теоретических представлений разрабатываемой теории, положительные результаты были получены практически с первой же постановки, что подтверждало правильность основных заложенных в теорию исходных положений предлагаемой новой теории. Был проведен целый ряд разных по своему содержанию экспериментов [16, 17] по доказательству реальности существования явления движения проводника вдоль направления тока в нем в скалярных магнитных полях $H_\parallel = -\operatorname{div} \mathbf{A} \neq 0$, при явном отсутствии вблизи этого проводника (при полной компенсации) обычных векторных магнитных полей $\mathbf{H}_\perp = \operatorname{rot} \mathbf{A} = 0$. Возможность проводника с током двигаться вдоль направления тока, при условии $\mathbf{H}_\perp = \operatorname{rot} \mathbf{A} = 0$, наглядно доказывает, что кроме известного в науке явления поперечного

магнитного взаимодействия, обусловленного силами Лоренца, в природе существует неизвестное ранее в науке явление продольного магнитного взаимодействия, как это предсказывал еще в свое время Ампер. В некоторых публикациях [20] эта сила названа силой Николаева и сделаны выводы, что только совместное рассмотрение сил Лоренца и сил Николаева дает, наконец, возможность избавиться в электродинамике от разного рода противоречий и парадоксов.

Кроме того, прямыми экспериментами было также доказано, что кроме поперечных электромагнитных волн, в природе реально существуют еще неразрывно связанные с ними и продольные электромагнитные волны. Как и ожидалось, проверочные эксперименты с первой же постановки дали положительные результаты, которые доказывают собой реальность существования явления продольных электромагнитных волн. Теперь можно уже достоверно утверждать, что физический вакуум окружающего нас реального околоземного пространства проявляет свойства реальной физической среды, как и все другие реальные материальные среды, в которых давно уже регистрируются как поперечные, так и продольные волны. Удивительным явились то, что продольные электромагнитные волны регистрируются в рассматриваемом пространстве в том случае, когда имеет место полная компенсация в этом же пространстве обычных поперечных электромагнитных волн (например, при сложении противофазных сигналов). И именно в этих условиях и вследствие полной компенсации поперечных электромагнитных волн, амплитудное значение сигнала продольных электромагнитных волн принимает максимальное значение.

Раньше ошибочно полагалось, что при интерференции, или при наложении, противофазных сигналов поперечных электромагнитных волн суммарная энергия волны в рассматриваемом пространстве оказывается просто равной нулю. В действительности же, энергия интерферирующих поперечных электромагнитных волн вовсе не исчезает полностью, а просто трансформируется в энергию продольных электромагнитных волн, для регистрации которых требуются уже приемные антенны несколько иной конструкции. Антенны обычной конструкции для поперечных электромагнитных волн в этом случае, естественно, ничего не фиксировали, на основании чего и были сделаны общеизвестные в настоящее время выводы о полной компенсации энергии противофазных электромагнитных волн. Кроме того, прямыми экспериментами было обнаружено, что свойства продольных электромагнитных волн (по прохождению через металлические экраны) существенно отличаются от аналогичных свойств поперечных электромагнитных волн.

Проведенные исследования показали, что природа поперечных и продольных электромагнитных волн настолько тесно взаимосвязаны друг с другом, что они даже и взаимообусловливают существование друг друга. В этой связи вызывает удивление тот факт, что длительное время при столь развитых в настоящее время технических системах радиосвязи продольные электромагнитные волны экспериментально никем не были выделены в самостоятельный вид волн, хотя, несомненно, в многочисленных экспериментах они косвенно регистрировались, но как некие паразитные эффекты, не

укладывающиеся в рамках общепринятых в электродинамике представлений (например, парадокс ближней зоны и т.д.). На этом примере очень наглядно видно, насколько важны в науке, прежде всего, правильные основополагающие исходные концепции, благодаря которым, как раз, и устанавливается необходимость существования новых видов полей и, самое главное, как и какими методами их регистрировать. Пока не были выработаны общие концепции о реальности существования продольных электромагнитных волн, не возникало и необходимости в разработке и соответствующих приемных антенн для этих волн. С учетом реальности существования продольных электромагнитных волн легко разрешается парадокс ближней зоны, для которой точной теории до настоящего времени не существует по причине игнорирования влияния на прием любой антенной системы еще и продольных электромагнитных волн. С учетом скалярных магнитных полей и продольных электромагнитных волн разрешаются и многие другие, не решенные до настоящего времени проблемы радиофизики и электродинамики.

И, тем не менее, несмотря на очевидные достоинства полной электромагнитной теории, устраниющей многие противоречия и парадоксы современной электродинамики, опубликовать материалы всех этих исследований в открытой печати в свое время оказалось практически невозможно по причине упорного нежелания редакций журналов принять эти материалы для открытой публикации. Только благодаря введенной в свое время новой системе предварительной публикации научных статей в виде депонирования через ВИНТИ и через некоторые научные журналы, удалось, хотя бы, установить приоритетные публикации по данной теме с надеждой на полную публикацию их в дальнейшем. Все ранее опубликованные материалы внесены в данную книгу пока практически без изменений, так как основное содержание их, даже с позиций современных знаний, достаточно полно отражают собой основную сущность вносимых в электродинамику изменений. Однако, если эти материалы пересматривать с позиций уже современных знаний, то многие моменты можно было бы осветить уже значительно более глубже и в более понятной форме, что, конечно же, со временем бу-

деть сделано, но только после открытой публикации всех уже ранее написанных работ первого цикла по теме «Оптическая и электродинамическая асимметрия реального околосземного пространства», по которой в свое время была принята к рассмотрению первая заявка на открытие "ОПТИЧЕСКАЯ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ АСИММЕТРИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА" - заявка на открытие N 32-ОТ-8857 от 25.7.75 г.

По второму циклу работ «Неизвестный в науке явления электромагнетизма. Скалярное магнитное поле», по которому принята к рассмотрению вторая заявка на открытие "ОПТИЧЕСКАЯ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ АСИММЕТРИЯ ОКОЛОЗЕМНОГО ПРОСТРАНСТВА" - заявка на открытие N 32-ОТ-8857 от 25.7.75 г., впервые в собранно виде представлены в настоящей монографии автора «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА».

Литература

1. Николаев Г.В. I. Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, рег. № 3487-78.
2. Николаев Г.В. II. Токи смещения и радиальное магнитное поле линейного тока. Деп. ВИНИТИ, рег. № 3488-78.
3. Николаев Г.В. III. Токи смещения и аксиальное магнитное поле движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, рег. № 591-79.
4. Николаев Г.В. IV. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, рег. № 528-79.
5. Николаев Г.В. VI. Системы уравнений для вихревых электрических полей равномерно и ускоренно движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, рег. № 2665-80.
6. Николаев Г.В. V. Система уравнений для аксиального (скалярного) и радиального (векторного) магнитных полей движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, рег. № 2664-80.
7. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1969.
8. Николаев Г.В. VII. Система уравнений для градиентных электрических полей движущегося заряда. Деп. ВИНИТИ, рег. № 2666-80.
9. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теория поля. – М.: Наука, 1973.
10. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976.
11. Фейнман Р., Лайтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. кн. 6 – М.: Мир, 1977. – С. 15-30.
12. Тоннела М.А. Основы электромагнетизма и теории относительности. – М.: ИЛ, 1962.
13. Савельев И.В. Основы теоретической физики. Т. 1. – М.: Наука, 1975.
14. Беккер Р. Теория электричества. Т. 2. Электронная теория. – Л.-М.: Изд-во ТТЛ, 1941.
15. Компанеец А.С. Теоретическая физика. – М.: Изд-во ТТЛ, 1957. – С. 126-128.

16. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности. Перспективы построения непротиворечивой электродинамики. Монография, Томск, 1986 г. – Деп. ВИНИТИ, рег. № 8610-В86. – Библ. указ. деп. рукопис. N4 (186), 1987, инд. 1159.
17. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. – Томск: Изд-во научно-технической литературы, 1997. – 144 с.
18. Протасевич Е.Т. Некоторые особенности взаимодействия электромагнитных волн ТЕ и ТЕМ типов с металлами. // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, № 1. – С. 5-7.
19. Nicolaev G. On the longitudinal Electromagnetic waves // Deutsche Physik, Intern. Glasnost Journal on Fundamental Physics. – 1993. – Vol. 2, No 8 (IX–XII). – P. 24.
20. Хворостенко Н.П. Продольные электромагнитные волны // Изв. вузов. Физика. – 1992. – № 3. – С. 24-29.
21. Окологрин В. Резервы у исследователей есть // ТМ. – 1984. – № 4. – С. 26-27.
22. Игнатьев Г.Ф., Леус В.А. О сверхсветовой передаче информации. Избр. труды II Сибирской конференции ФПВ-98, Новосибирск, 19-21 июня 1998 – Изд-во Ин-та математики, 1999, – С. 123-133.

**Глава 12. Уравнения электродинамики для полного магнитного поля движущегося электрического заряда.
(1985 г.)**

1. Полное магнитное поле движущегося электрического заряда

Выше уже отмечалось, что на начальном этапе совершенствования уравнений Максвелла и устранения в них основных противоречий и парадоксов [1-5], автором был принят за основу математический формализм, предложенный самим Максвеллом. Еще в свое время, на самом начальном этапе создания теории электромагнетизма, как уже отмечалось, Максвелл сам лично установил [6], что полученная им первоначальная запись системы дифференциальных уравнений является не полной и что она не применима к не замкнутому току, к отрезкам тока (и особенно к одиночным зарядам). Почему полученная Максвеллом система уравнений электродинамики оказалась не полной и что необходимо было еще сделать, чтобы устраниТЬ эти недостатки, сам Максвелл на эти вопросы ответа не успел оставить. Трудно допустить, что во времена Максвелла кто то еще более осознавал ограниченность предложенной им электромагнитной теории и еще более трудно было наметить пути выхода из возникшей тупиковой ситуации. И только сейчас, в настоящее время, через более чем 180 лет определенно можно от-

метить, что возникшая на начальном этапе тупиковая ситуация в электродинамике обусловлена была многими факторами и многими ошибочными исходными предпосылками. К числу этих факторов относится и предложенный Максвеллом математический формализм записи уравнений электродинамики через электрические и магнитные поля. Основываясь на ошибочных исходных предпосылках о реальности существования магнитного поля и магнитных силовых линий как самостоятельных объективных явлений, вводятся другие ошибочные исходные предпосылки, что при движении электрического заряда его кулоновское электрическое поле не изменяется (ошибочная гипотеза Максвелла). Так как природа электрических и магнитных полей и потенциалов оставалась еще недостаточно ясной, то символы полей и потенциалов долгое время использовались в электродинамике как единственные и самостоятельные характеристики полей. Принимая во внимание, что конец XIX и весь XX век был периодом насаждения и господства в электродинамике формально-математических и абстрактных методов, то за этот длительный период в электродинамике было привнесено столько «строительного» формально-математического «мусора» от ярых сторонников формально-математических и абстрактных методов, разгребать который придется еще наверно не один десяток лет [3,4]. Под этим «мусором формализма» была полностью захоронена и проблема ограниченности системы уравнений Максвелла. И когда только удалось частично очиститься от «мусора формализма», то сразу же было обнаружено, что система уравнений Максвелла, в рамках предложенного им формализма, действительно не учитывала существование в пространстве около движущегося электрического заряда еще одного вида скалярного магнитного поля. И как только в дополненную систему уравнений электродинамики были внесены необходимые изменения, то многие проблемы и парадоксы в электродинамике устранились сами собой. В определенной степени стала раскрываться и физическая сущность отражаемая предложенным Максвеллом формально-математического метода записи уравнений через электрические и магнитные поля, когда эти поля удалось связать с динамическими процессами в среде физического вакуума. Однако на начальном этапе с динамическими процессами в вакуумной среде удалось связать только электрические поля (эффекты поляризации и энергия поляризации вакуумной среды), между тем как известные векторные магнитные поля и, тем более, обнаруженные новые скалярные магнитные поля связать с динамическими процессами в вакуумной среде не удавалось. При попытках осмыслиения физической сущности векторного H_L и скалярного $H_{||}$ магнитных полей обнаружилось ряд непредвиденных других трудностей. Например, в электродинамике обще

принята известная интегральная зависимость для энергии магнитного поля в виде

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_v \mathbf{H}^2 dv. \quad (12.1)$$

Применительно для одиночного движущегося электрического заряда e , при определении суммарной энергии двух типов магнитных полей, как отмечалось уже выше, достаточно было воспользоваться выражением (12.1), которое для этого случая записывается как [1,2]

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_v (H_{\perp}^2 + H_{||}^2) dv = \frac{1}{8\pi} \int_v H_{||}^2 dv = \frac{e^2 V^2}{2r_o C^2}. \quad (12.2)$$

Однако, при попытках использовать эту же зависимость (12.2) для случая магнитных полей от двух и более движущихся зарядов в виде

$$W_H = \frac{1}{8\pi} \int_v (\mathbf{H}_1^2 + \mathbf{H}_2^2) dv = \frac{1}{8\pi} \int_v H_1^2 dv + \frac{2}{8\pi} \int_v \mathbf{H}_1 \mathbf{H}_2 dv + \frac{1}{8\pi} \int_v H_2^2 dv \quad (12.3)$$

сразу же обнаруживаются неразрешимые трудности, так как невозможн понять, с физической точки зрения, как могут взаимодействовать между собой векторные и скалярные магнитные поля. С одной стороны, с физической точки зрения, является вполне очевидным, что между векторными и скалярными магнитными полями должна быть тесная физическая связь, так как магнитные инерционные свойства заряда в равной степени определяются как векторными магнитными полями \mathbf{H}_{\perp} , так и скалярными $H_{||}$. Между тем как в зависимости для энергии взаимодействия между векторными и скалярными магнитными полями вида

$$W_{\text{вз}} = \frac{2}{8\pi} \int_v \mathbf{H}_{\perp} H_{||} dv \quad (12.4)$$

получаем не приемлемую, ни с физической, ни с математической точек зрения, функциональную зависимость. Принимая во внимание к тому же, как отмечалось выше, что ни с векторными, ни со скалярными магнитными полями не удается связать динамические энергетические процессы в вакуумной среде, автор был вынужден прийти в выводу о том, что предложенный в свое время Максвеллом математический формализм записи уравнений электродинамики через электрические и магнитные поля является по своему существу ограниченным и не приемлемым. Необходимо было отыскать другой математический формализм описания полей движущегося заряда, который мог бы в большей степени отражать как тесное единство между векторными и скалярными магнитными полями, так и физику взаимодействия их со средой физического вакуума. Что касается тесной физической

взаимосвязи между векторным и скалярным магнитными полями, то эта взаимосвязь уже просматривается в выражении (12.2), когда определяется полная энергия магнитного поля движущегося заряда и для полного магнитного поля H_{Π} оказывается справедливой запись

$$H_{\Pi} = \sqrt{H_{\perp}^2 + H_{\parallel}^2}. \quad (12.5)$$

Принимая во внимание известные выражения для магнитных полей

$$H_{\perp} = \frac{1}{C} \frac{eV^2}{R^2} \sin \varphi \quad (12.6)$$

$$H_{\parallel} = \frac{1}{C} \frac{eV^2}{R^2} \cos \varphi \quad (12.7)$$

для полного магнитного поля H_{Π} можно уже записать

$$H_{\Pi} = |\mathbf{H}_{\Pi}| = \sqrt{H_{\perp}^2 + H_{\parallel}^2} \quad (12.8)$$

или в векторном выражении

$$\mathbf{H}_{\Pi} = \frac{2}{C} \frac{eV}{R^2} \mathbf{R} = |\mathbf{H}_{\perp}| \mathbf{r}_o + |H_{\parallel}| \mathbf{x}_o. \quad (12.9)$$

Из (12.9) проясняется, в какой-то степени, и физическая сущность вектора полного магнитного поля \mathbf{H}_{Π} . Прежде всего, вектор полного магнитного поля \mathbf{H}_{Π} уже не имеет никакого отношения к общепринятому понятию векторного магнитного поля \mathbf{H}_{\perp} движущегося заряда, однако обнаруживается тесная взаимосвязь этого поля с самим электрическим полем \mathbf{E} движущегося заряда e . Более того, вектор полного магнитного поля \mathbf{H}_{Π} движущегося электрического заряда e - это то самое электрическое поле \mathbf{E} движущегося заряда e , только уменьшенное на динамический коэффициент V/C

$$\mathbf{H}_{\Pi} = -\frac{V}{C} \mathbf{E} \quad (12.10)$$

и по направлению противоположное вектору электрическому полю \mathbf{E} .

Откуда для энергии полного магнитного поля \mathbf{H}_{Π} движущегося со скоростью V заряда e можно записать

$$-W_{\Pi} = \frac{1}{8\pi} \int_v H_{\Pi}^2 dv = -\frac{V}{8\pi C} \int_v \mathbf{E}^2 dv = -\frac{V}{C} W_{E_o} \quad (12.11)$$

т.е. энергия полного магнитного поля W_{Π} движущегося заряда e всегда составляет собой только часть первоначальной полной энергии W_{E_o} электрического поля \mathbf{E} , которую имел электрический заряд e до начала его движения.

С представлением полного магнитного поля в виде векторной величины (12.10), кроме прояснения физической сущности неизвестного ранее в науке полного магнитного поля движущегося заряда e , сразу же разрешаются все трудности с определением энергии магнитного взаимодействия системы из двух и более движущихся электрических зарядов в виде

$$W_O = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} (\mathbf{H}_{\Pi_1} + \mathbf{H}_{\Pi_2}) dv = \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} H_{\Pi_1}^2 dv + \frac{2}{8\pi} \int_{\Delta v}^{\infty} \mathbf{H}_{\Pi_1} \mathbf{H}_{\Pi_2} dv + \frac{1}{8\pi} \int_{\delta v}^{\infty} H_{\Pi_2} dv . \quad (12.12)$$

Первый и третий члены справа дают точное значение для энергии собственных магнитных полей \mathbf{H}_{Π_1} и \mathbf{H}_{Π_2} движущихся зарядов, между тем как средний член справа, с учетом ограничений Δv на нижний предел интегрирования, дает теперь уже действительное значение для энергии W_{B_3} магнитного взаимодействия движущихся зарядов между собой

$$W_{B_3} = \frac{2}{8\pi} \int_{\Delta v}^{\infty} \mathbf{H}_{\Pi_1} \mathbf{H}_{\Pi_2} dv = \frac{e_1 e_2 V_1 V_2}{RC^2} . \quad (12.13)$$

где R расстояние между зарядами e_1 и e_2 .

2. Система уравнений для векторного полного магнитного поля движущегося заряда.

Основная ценность нового формального представления о векторе полного магнитного поля \mathbf{H}_Π (12.10) заключается не только в том, что значительно углубляются наши представления о законах электромагнетизма, но также еще в том, и это весьма примечательно, что в рамках нового формализма полного магнитного поля \mathbf{H}_Π значительно упрощается запись системы дифференциальных уравнений для описания электрических и магнитных полей движущегося заряда. Система дифференциальных уравнений электродинамики представляется теперь в весьма упрощенном и полностью симметричном виде

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E}_o(\mathbf{r}, t) &= 0 \\ \text{div } \mathbf{E}_o(\mathbf{r}, t) &= 4\pi\rho_o(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{E}_o(\mathbf{r}, t) &= -\text{grad}\varphi_o(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \right\} \quad (12.14)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H}_\Pi(\mathbf{r}, t) &= 0 \\ \text{div } \mathbf{H}_\Pi(\mathbf{r}, t) &= 4\pi\rho'_o(\mathbf{r}, t) \\ \mathbf{H}_\Pi(\mathbf{r}, t) &= -\text{grad}\varphi'_o(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \right\} \quad (12.15)$$

где $\rho'_o(\mathbf{r}, t) = \frac{V}{C} \rho_o(\mathbf{r}, t)$ и $\phi'_o(\mathbf{r}, t) = \frac{V}{C} \phi_o(\mathbf{r}, t)$,
 $\rho_o(\mathbf{r}) = \frac{e_o}{\delta v}$ - плотность поляризационных зарядов вакуумной среды в
объеме δv .

Математическая сущность записи системы уравнений электродинамики (12.14) и (12.15) и ее решения, аналогично как и математическая сущность записи системы уравнений электростатики (12.16) и ее решения,

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E}_o(\mathbf{r}) &= 0 \\ \text{div } \mathbf{E}_o(\mathbf{r}) &= 4\pi\rho_o(\mathbf{r}) \\ \mathbf{E}_o(\mathbf{r}) &= -\text{grad}\phi_o(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (12.16)$$

теперь уже полностью отражают физическую сущность описываемых явлений в среде физического вакуума и физический принцип близкодействия. Решения системы уравнений электродинамики (12.14), (12.15) существенно упрощаются, так как динамические процессы с движущимися зарядами отличаются от статических только постоянным динамическим коэффициентом V/C , учитывающего динамические эффекты в среде физического вакуума.

Система уравнений (12.15) для полного магнитного поля \mathbf{H}_{Π} , аналогично как и система уравнений (12.14) для электрического поля \mathbf{E}_o , легко сводится к уравнению Пуассона

$$\Delta\phi'_o(\mathbf{r}, t) = 4\pi\rho'_o(\mathbf{r}, t) \quad (12.16)$$

решение которого имеет вид

$$\phi'_o(\mathbf{r}, t) = \int \frac{\rho'_o(\mathbf{r}', t) d\delta v}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{\rho'_o(\mathbf{r}, t) \delta v}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{V}{C} \frac{\rho'_o(\mathbf{r}, t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = \frac{e_o V}{R C}, \quad (12.17)$$

или в окончательном виде

$$\mathbf{H}_{\Pi} = -\text{grad}\phi'_o = \frac{1}{C} \frac{e_o V}{R^3} \mathbf{R} = \frac{4\pi}{C} \sigma_o V \frac{\mathbf{R}}{R} \quad (12.18)$$

где σ_o - плотность поляризационных зарядов вакуумной среды на поверхности сферы радиуса R , на которой отыскивается значение напряженности полного магнитного поля \mathbf{H}_{Π} .

3. Волновое уравнение для вихревого полного магнитного поля ускоренно движущегося заряда

Основываясь на представлениях о векторе полного магнитного поля \mathbf{H}_Π (12.10) движущегося заряда, процесс зарождения и распространения электромагнитной волны можно представить следующей упрощенной функциональной схемой

$$\begin{aligned}
 \varphi_o(\mathbf{r}, t) \Rightarrow [\mathbf{E}_o(\mathbf{r}, t)]_o &\Rightarrow \left(\frac{1}{4\pi C} \frac{\partial \mathbf{E}_o}{\partial t} = \rho'_o \right) \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 0 = \text{rot} \mathbf{H}_\Pi \\ 4\pi\rho'_o = \text{div} \mathbf{H}_\Pi \end{array} \right\} \Rightarrow (-4\pi\rho'_o = \Delta\varphi'_o) \Rightarrow \\
 \Rightarrow \varphi'_o(\mathbf{r}, t) &\Rightarrow \left[\begin{array}{l} -\text{grad}\varphi'_o = \mathbf{H}_\Pi \\ -\frac{1}{C} \frac{\partial \varphi'_o}{\partial t} = \tilde{E} \end{array} \right]_o' \Rightarrow [\tilde{E}_o(\mathbf{r}, t)]_1 \Rightarrow \left(\frac{1}{4\pi C} \frac{\partial \tilde{E}_o}{\partial t} = \tilde{\rho}_o \right) \Rightarrow \\
 \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 0 = \text{rot} \mathbf{H}_\Pi \\ 4\pi\tilde{\rho}_o = \text{div} \tilde{\mathbf{H}}_\Pi \end{array} \right\}_1 &\Rightarrow (-4\pi\tilde{\rho}_o = \Delta\varphi'_o) \Rightarrow \tilde{\varphi}'_o(\mathbf{r}, t) \Rightarrow \left[\begin{array}{l} -\text{grad}\tilde{\varphi}'_o = \tilde{\mathbf{H}}_\Pi \\ -\frac{1}{C} \frac{\partial \tilde{\varphi}'_o}{\partial t} = \tilde{E}'_o \end{array} \right]_1' \Rightarrow \\
 \left[\tilde{E}'_o(\mathbf{r}, t) \right]_2 &\Rightarrow \left(\frac{1}{4\pi C} \frac{\partial \tilde{E}'_o}{\partial t} = \tilde{\rho}'_o \right) \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} 0 = \text{rot} \tilde{\mathbf{H}}_\Pi'' \\ 4\pi\tilde{\rho}'_o = \text{div} \tilde{\mathbf{H}}_\Pi'' \end{array} \right\}_2 \Rightarrow (-4\pi\tilde{\rho}'_o = \Delta\tilde{\varphi}''_o) \Rightarrow \\
 \Rightarrow \tilde{\varphi}''_o(\mathbf{r}, t) &\Rightarrow \left[\begin{array}{l} -\text{grad}\tilde{\varphi}''_o = \tilde{\mathbf{H}}_\Pi'' \\ -\frac{1}{C} \frac{\partial \tilde{\varphi}''_o}{\partial t} = \tilde{E}''_o \end{array} \right]_2' \Rightarrow [\tilde{E}''_o(\mathbf{r}, t)]_3 \Rightarrow \text{и т.д.} \quad (12.19)
 \end{aligned}$$

Чтобы зациклить данный бесконечный функциональный циклический процесс, можно взять систему уравнений $\{\dots\}_i$ (12.19) из любого цикла, начиная со второго $\{\dots\}_2$ и подставить в нее неизвестные значения полного магнитного вихревого поля $\tilde{\mathbf{H}}_\Pi$ из решения предыдущей системы уравнений

$\{....\}_{i-1}$, т.е. из системы $\{....\}_1$. Например, если взять систему уравнений $\{....\}_2$ и записать ее в виде

$$\begin{aligned} \text{rot} \tilde{\mathbf{H}}_{\Pi}'' &= 0 \\ \text{div} \tilde{\mathbf{H}}_{\Pi}'' &= \frac{1}{C} \frac{\partial \tilde{E}_o'}{\partial t} \end{aligned} \quad (12.20)$$

то подстановкой $\tilde{\mathbf{H}}_{\Pi}'$ и \tilde{E}_o' из решения $[....]_1'$ (12.19) сразу же находим волновое уравнение для вихревого потенциала $\tilde{\varphi}_o'$ в виде

$$\Delta \tilde{\varphi}_o' - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \tilde{\varphi}_o'}{\partial t^2} = 0 \quad (12.21)$$

Дифференцирую правую и левую части волнового уравнения по временной и пространственной координате, окончательно находим

$$\Delta \tilde{E}_o' - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_o'}{\partial t^2} = 0 \quad (12.22)$$

$$\Delta \tilde{\mathbf{H}}_{\Pi}' - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{H}}_{\Pi}'}{\partial t^2} = 0 \quad (12.23)$$

Таким образом, представление о полном магнитном поле \mathbf{H}_{Π} движущегося заряда значительно упрощает вывод волновых уравнений для полей электромагнитной волны. Интересно отметить, что в рамках формализма полного векторного магнитного поля движущегося заряда e электрическое поле электромагнитной волны \tilde{E}_o' представляется уже в форме не векторной величины, а в форме обычного скаляра. В свое время, когда автором были сделаны выводы, что недостающим магнитным полем в уравнениях Максвелла (оказалось) является скалярное магнитное поле H_{\parallel} , то многие в категорической форме не могли согласиться с этим выводом (слишком вызывающе противоречили эти выводы традиционным представлениям о магнитном поле!). Но на вышеприведенном примере можно наглядно убедиться, до какой степени может измениться представление об изучаемом предмете при изменении используемого для описания математического формализма. Задача физика как раз и состоит в его умении и способности отобрать такие методы формально-математического описания явления, которые бы в большей степени отражали физику описываемого явления.

Покажем дальше на следующем примере, что формализм векторного полного магнитного поля \mathbf{H}_{Π} , при всех кажущихся его достоинствах, в действительности, все же не отражает физику электромагнитного явления при

менительно к среде физического вакуума. Из рассмотренного выше выражения для энергии полного магнитного поля H_P (12.10), (12.11) непосредственно следует, что при ускорении заряда e до скорости V энергия полного магнитного поля H_P заряда не появляется в окружающем заряд пространстве, а наоборот исчезает из этого пространства. Интересно здесь вспомнить высказывание А.Пуанкаре, который отмечал в свое время, что «характерная особенность электрического тока заключается в том, что энергия магнитного поля «втекает» в проводник», т.е. исчезает из окружающего проводник пространства. Здесь особо следует подчеркнуть, до какой степени ошибочные представления в современной физике могут грубо искажать до абсурда действительную природу физического явления. Например, до настоящего времени мы постоянно утверждали (это записано во всех наших научных трактатах и монографиях!), что при ускорении заряда или создании электрического тока мы совершаем работу, которая тратиться на образование магнитного поля в пространстве около движущегося заряда или тока, а из вывода (12.11) следует, что эта энергия полного магнитного поля является величиной отрицательной!!? Что эта энергия не появляется в пространстве около движущегося заряда, а наоборот исчезает из этого пространства. Действительная физика явления взаимодействия движущегося заряда со средой физического вакуума заключается в том, что в состоянии покоя заряда e в среде физического вакуума, энергия электрического поля E_o заряда e , определяемая работой поляризации среды физического вакуума

$$W_A = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{\infty} \mathbf{E}_o e_0 d\mathbf{r} = \frac{e_o e_0}{2} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{e_o e_0}{2 r_0} = W_{E_o} \quad (12.24)$$

имеет максимальное значение. При движении же заряда e в среде физического вакуума первоначальная плотная структурная упаковка поляризационных зарядов, естественно, должна как-то нарушиться, что должно привести к деформации электрического поля E заряда e и уменьшению воздействия этого поля на окружающие электрические заряды, т.е. к уменьшению взаимодействия движущегося заряда со всеми окружающими его зарядами. Эта деформация электрического поля E сразу же просматривается, если объективно учесть конечность скорости распространения электрического возмущения в среде и наличия у движущегося заряда тривиальных запаздывающих потенциалов (см. рис. 64).

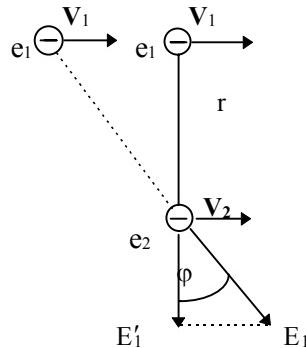


Рис. 64

Деформированное электрическое поле E'_1 от движущегося первого заряда e_1 в точке нахождения заряда e_2 легко устанавливается при учете угла φ аберрационного смещения вектора электрического поля E_1 от первого заряда e_1

$$E'_1 = E_1 \cos \varphi = E_1 \left(\sqrt{1 - \sin^2 \varphi} \right) = E_1 \left(\sqrt{1 - v^2 / c^2} \right) \quad (12.25)$$

Естественно, при деформации электрического поля E_1 движущегося заряда e_1 уменьшается и первоначальная энергия W_E (12.24) электрического поля этого заряда на величину энергии полного магнитного поля W_H (12.11), т.е.

$$-W_H = \frac{1}{8\pi} \int_v E_1^2 \left(1 - v^2 / c^2 \right) dv = \frac{1}{8\pi} \int_v \left(E_1^2 - H_H^2 \right) dv \quad (12.26)$$

Следовательно, энергия полного магнитного поля в пространстве около движущегося заряда не появляется, как это ошибочно мы полагали ранее, в рамках устоявшихся наших традиционных представлений, а как раз на эту величину уменьшается первоначальная энергия W_E (12.24) электрического поля покоящегося заряда e_1 , трансформируясь в «скрытую» кинетическую энергию движущегося электрического заряда, которая непосредственно связана с природой инерции заряженной материи.

Из приведенного выше вывода следует, что никакой энергии магнитного поля (ни полного магнитного поля H_H , ни векторного H_\perp , ни скалярного H_\parallel) в пространстве около движущегося электрического заряда не появляется вообще, а наблюдается явление деформации первоначального не возмущенного электрического поля заряда и уменьшение энергии этого поля на величину приобретаемой электроном кинетической энергии. Более того, когда были сделаны попытки определить через вектор полного магнитного поля H_H энергию динамической поляризации среды физического вакуума, т.е. работу поляризации вакуум

умной среды (следует вспомнить, что в электростатике это легко удается сделать!), то были обнаружены принципиальные трудности использования формализма полного магнитного поля H_Π применительно к в электродинамике физического вакуума. Указанные обстоятельства привели к необходимости поиска нового выхода из создавшейся противоречивой ситуации и поиска более приемлемого математического формализма, который бы в большей степени отражал физику электромагнитных процессов в среде физического вакуума. И такой формализм был также найден – это формализм градиентных электрических полей движущегося электрического заряда (12.27)–(12.30), для которых, в частности, можно еще записать

$$\mathbf{a}(\mathbf{r}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}_x \varphi_o(\mathbf{r}), \quad (12.27)$$

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}_r \varphi_o(\mathbf{r}), \quad (12.28)$$

$$\overline{\mathbf{A}}(\mathbf{r}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}'_x \varphi_o(\mathbf{r}), \quad (12.29)$$

$$\overline{\mathbf{B}}(\mathbf{r}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}'_r \varphi_o(\mathbf{r}). \quad (12.30)$$

При группировке их в градиентные электрические поля $\mathbf{E}_\parallel^\nabla$ и \mathbf{E}_\perp^∇ для параллельно и перпендикулярно движущихся зарядов в виде

$$\mathbf{E}_\parallel^\nabla = (\mathbf{a} + \mathbf{b}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \mathbf{E}_o, \quad (12.31)$$

$$\mathbf{E}_\perp^\nabla = (\overline{\mathbf{A}} + \overline{\mathbf{B}}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}' \varphi_o \quad (12.32)$$

для полной энергии этих полей W_E^∇ устанавливается уже непосредственная взаимосвязь с работой поляризации физического вакуума

$$W_E^\nabla = \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_1^\nabla \mathbf{e}_{o1} d\mathbf{r}_1 + \frac{1}{2} \left(\int \mathbf{E}_1^\nabla \mathbf{e}_{o2} d\mathbf{r}_2 + \int \mathbf{E}_2^\nabla \mathbf{e}_{o1} d\mathbf{r}_1 \right) + \frac{1}{2} \int \mathbf{E}_2^\nabla \mathbf{e}_{o2} d\mathbf{r}_2, \quad (12.33)$$

что полностью эквивалентно энергии через векторное полное магнитное поле W_Π^0 (12.11) и определяемым ранее энергиям через поля векторного потенциала W_A^0 , A_o :

$$W_E^\nabla \equiv W_\Pi^0 \equiv W_A^0 \equiv A_o. \quad (12.34)$$

Таким образом, путем совершенствования привели нас, в конце концов, к тому, что устраниены практически все серьезные противоречия в считав

шемся "законченном здании" современной электродинамики, однако и на данном этапе вряд ли можно считать это "здание" электродинамики полностью законченным. Но наиболее удивительным результатом совершенствования оказался неожиданный вывод, что для непротиворечивого отражения физической сущности законов электромагнетизма необходимо полностью отказаться от любых понятий "магнитного поля" как некой самостоятельной физической сущности, так как градиентные электрические поля E_{\parallel}^V и E_{\perp}^V по своей природе представляют собой не что иное, как деформированную часть электрического поля движущегося заряда. Логический анализ сложившейся в электродинамике ситуации вновь привел нас к выводу, что для определения сил взаимодействия движущихся в физическом вакууме реального пространства электрических зарядов вполне достаточно учесть деформацию электрических полей этих зарядов, обусловленную тривиальными эффектами запаздывающих потенциалов. Завершив весьма длительное кругосветное путешествие в необъятном океане классической электродинамики и благополучно миновав все его каверзные непредвиденные случайности и опасные подводные рифы, мы, к нашему удивлению, вновь вернулись практически вплотную к тем исходным "примитивным", в рамках современной электродинамики, представлениям о законах электрического и магнитного взаимодействия, которые на заре развития начальных представлений об электромагнетизме стояли перед физиками того времени. Остается только удивляться прозорливости Ампера, который еще в свое время предупреждал, что если в электродинамике не отказаться от понятия "магнит", то в дальнейшем это грозит неизмеримой поганью в теории...

Следовательно, пути совершенствования привели нас к необходимости сделать, наконец, последний и наиболее ответственный шаг и полностью отказаться от формализма любых видов магнитных полей и их аналогов. Тем более, что из проведенного выше анализа просматриваются уже некоторые контуры новой электродинамики статических и динамических электрических полей. Например, если в уравнениях для полей E_o (12.14) и H_n (12.15) физического вакуума реального пространства объединить статическое электрическое поле E_o с векторным полным магнитным полем H_n в виде зависимости

$$E_d = E_o - H_n = E_o (1 - V/C), \quad (12.35)$$

то система дифференциальных уравнений электростатики и электродинамики принимает компактный вид общей системы дифференциальных уравнений для динамического электрического поля E_d :

$$\operatorname{rot} E_d = 0, \quad (12.36)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_d = 4\pi\rho \left(1 - \frac{V}{C}\right), \quad (12.37)$$

$$\mathbf{E}_d = -\operatorname{grad} \varphi_0 \left(1 - \frac{V}{C}\right). \quad (12.38)$$

Наиболее интересным в этой системе дифференциальных уравнений является тот факт, что статическое и динамическое состояния электрических полей \mathbf{E}_o и \mathbf{E}_d в этой системе определяются простым динамическим коэффициентом $(1 - v/c)$. В статическом состоянии ($V=0$) система уравнений (12.36)–(12.38) описывает обычные электрические поля покоящихся зарядов, в динамическом же ($v \neq 0$) системе уравнений (12.36)–(12.38) в полной мере определяет все поля движущихся зарядов. Однако, с другой стороны, полученная форма записи для динамического электрического поля \mathbf{E}_d (12.35) оказывается в значительной степени странной, так как простое умножение этого поля на покоящийся или движущийся электрический заряд, как это мы привыкли делать, уже не определяет силы взаимодействия этого заряда с динамическим электрическим полем \mathbf{E}_d . Для определения сил взаимодействия динамического электрического поля \mathbf{E}_d с покоящимся или движущимся электрическим зарядом оказываются необходимыми дополнительные формальные математические операции. Эти обстоятельства свидетельствуют возможно о том, что необходимо либо дальнейшее выяснение физической сущности динамического электрического поля \mathbf{E}_d (12.35), либо поиски других путей для формального отражения записи динамического электрического поля движущихся зарядов. В качестве динамического электрического поля \mathbf{E}_d движущегося заряда в аналогичном приближении можно рассмотреть, например, деформированное электрическое поле \mathbf{E}' (12.25):

$$\mathbf{E}'_o = \mathbf{E}_o \cos \varphi,$$

о котором упоминалось выше. Динамическое электрическое поле в таком виде \mathbf{E}'_o (12.25) обладает уже преимуществами, так как позволяет определять силу взаимодействия с ним покоящихся и движущихся электрических зарядов. Кроме того, дифференциальная система уравнений для динамического электрического поля \mathbf{E}'_o (12.25) в аналогичной (12.36)–(12.38) записи

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}' = 0, \quad (12.39)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E}' = 4\pi\rho_o \sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}}, \quad (12.40)$$

$$\mathbf{E}' = -\operatorname{grad} \varphi_o \sqrt{1 - \frac{V^2}{C^2}} \quad (12.41)$$

имеет те же преимущества, определяя статическое и динамическое состояния электрического поля, но уже несколько иным динамическим коэффициентом

$(\sqrt{1 - V^2/C^2})$. Более того, из выражения для энергии W_E' динамического электрического поля E' (12.25)

$$W_E' = \frac{1}{8\pi} \int E'^2 d\nu = \frac{1}{8\pi} \int \left(E_0 \sqrt{1 - V^2/C^2} \right)^2 d\nu = \frac{1}{8\pi} \int (E_0^2 - H_n^2) d\nu \quad (12.42)$$

выявляется интересная физическая сущность этого поля. Из (12.42), в частности, вновь следует, что начальная энергия W_{E_0} электрического поля покоящегося заряда уменьшается при движении этого заряда, причем на величину как раз равную энергии формально выявляющегося полного магнитного поля H_n . То есть вновь подтверждается, что действительная физическая сущность энергии W_n полного магнитного поля заключается в том, что эта энергия в пространстве около движущегося заряда не появляется, как это общепринято считать, а исчезает из него. Обнаруживается еще ряд других интересных следствий представления о динамическом электрическом поле E'_0 (12.25). Например, если рассмотреть взаимодействие движущегося электрического заряда q с электрическим полем E'_0 (12.25) от покоящихся зарядов, то с учетом запаздывающих потенциалов и деформации электрического поля E движущегося заряда это взаимодействие будет отражено зависимостью

$$\mathbf{F} = E_0 q' = E_0 q \sqrt{1 - V^2/C^2}. \quad (12.43)$$

Принимая во внимание массу m заряда и приобретаемое массой ускорение w , этой же зависимости можно придать вид

$$E_0 q \sqrt{1 - V^2/C^2} = m_0 w. \quad (12.44)$$

Зависимость (12.44) отражает собой реальный «релятивистский» эффект уменьшения силы взаимодействия движущегося заряда с электрическим полем E_0 покоящихся зарядов. В рамках же ошибочных релятивистских представлений современной электродинамики зависимость (12.44) интерпретируется как эффект "увеличения массы" m_0 движущегося заряда, если радикал из левой части перенести направо:

$$E_0 q = \frac{m_0 w}{\sqrt{1 - V^2/C^2}}, \quad (12.45)$$

априорно полагая при этом, что электрическое поле движущегося заряда и сам электрический заряд не претерпевают каких-либо деформаций. Следовательно, и в данном случае известные спорные релятивистские представления об "увеличении массы" m_0 движущегося заряда до бесконечности при приближении скорости заряда к скорости света заменяются более приемлемыми, с физической точки зрения, представлениями о деформации электрического поля движущегося заряда и уменьшении до нуля силы взаимодействия с ним внешних полей при приближении скорости заряда к скорости света. Интересны в этом отношении

известные механические аналогии взаимодействия вращающегося якоря с вращающимся магнитным полем статора в синхронном электродвигателе. По мере приближения скорости вращения якоря к скорости вращения магнитного поля статора сила вращающего момента, приложенная к якорю, уменьшается, приближаясь к нулевому значению. Данная механическая аналогия, конечно, далека от действительной физики взаимодействия движущегося заряда с электрическим полем, но в ней заложен достаточно глубокий физический смысл этого взаимодействия.

Таковы, в общих чертах, перспективы построения более или менее полностью непротиворечивой электродинамики физического вакуума реального пространства в рамках представления о статических и динамических электрических полях, в которых полностью исключается необходимость оперирования явно формальными представлениями о "магнитных полях" и "магнитных потоках". Однако, к сожалению, в практическом отношении о подобной непротиворечивой электродинамике можно говорить пока только, как о сравнительно далекой желаемой перспективе, ибо, отражая глубоко укоренившиеся и явно ограниченные современные представления об известном в науке векторном магнитном поле $\mathbf{H}_\perp = \text{rot } \mathbf{A}$, инерция мышления большинства ученых в современной науке настолько велика, что даже частичное совершенствование современной электродинамики дополнением ее заведомо недостающим скалярным магнитным полем $\mathbf{H}_\parallel = -\text{div} \mathbf{A}$, легко устраниющим многочисленные грубые противоречия как в самой теории, так и в экспериментальных наблюдениях, вызывает у специалистов столь резкую отрицательную реакцию, что можно усомниться в их искреннем стремлении избавиться от имеющихся в современной электродинамике противоречий и парадоксов. При этом некоторые специалисты откровенно отрицают необходимость каких-либо изменений укоренившихся в электродинамике представлений. Другие проявляют явное непонимание внутренней противоречивости и парадоксальности современных методов в электродинамике и отрицают существование в ней даже известных трудностей и противоречий. Что же касается обнаруживаемых парадоксальных, с позиций современных представлений, экспериментальных результатов, то специалисты либо предпринимают безуспешные попытки объяснить их в рамках известных и противоречивых лоренцевских магнитных сил взаимодействия, либо только "авторитетно" ссылаются на возможность найти такое объяснение, даже не пытаясь найти его.

Обобщая выводы по получению системы дифференциальных уравнений для описания электромагнитного поля движущегося заряда в общем виде, из двух полученных систем уравнений (12.36)-(12.38) и (12.39)-(12.41)

для деформированного динамического электрического поля E_d (12.35) и деформированного поля E'_o (12.25), полученного из запаздывающих потенциалов, которые в равной степени позволяют записать полную систему дифференциальных уравнений в обобщенном компактном формализме динамического электрического поля движущегося заряда, ни одну, ни другую систему уравнений нельзя считать, с физической точки зрения, безупречными. Хотя оба подхода, в общем, уже учитывают динамические изменения электрического поля E при движении заряда в среде физического вакуума и, более того, оба подхода проясняют, в какой-то степени, физическую природу определенных динамических и энергетических процессов в пространстве около движущегося заряда, но использование формализма полного магнитного поля H_p в одном случае (12.36)-(12.38) полностью исключает, как это уже отмечалось выше, возможность выразить энергию этого поля через работу поляризации среды физического вакуума. А это означает, что никакой перспективы углубления физики явления взаимодействия движущегося электрического заряда со средой физического вакуума у этого формализма вообще нет. Что же касается второго случая (12.39)-(12.41) для деформированного электрического поля E'_o (12.25), полученного из наглядного и, с физической точки зрения, вроде понятного формализма запаздывающих потенциалов, то эта упрощенная запись электрического поля E'_o (12.25) не учитывает сложную структуру всевозможных градиентных полей в пространстве около движущегося заряда по отношению к любому произвольно движущемуся пробному заряду, как это представлено, например, в функциональных зависимостях (12.27)-(12.30). А это означает, что никакой перспективы углубления физики явления взаимодействия движущегося электрического заряда со средой физического вакуума и у этого формализма также вообще нет. Только при учете довольно сложную структуру всевозможных градиентных полей в пространстве около движущегося заряда по отношению к любому произвольно движущемуся пробному заряду (в том числе и заряду вакуумной среды), как это наглядно представлено, например, в функциональных зависимостях (12.27)-(12.30)

$$\mathbf{a}(\mathbf{r}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}_x \varphi_o(\mathbf{r}),$$

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}_r \varphi_o(\mathbf{r}),$$

$$\overline{\mathbf{A}}(\mathbf{r}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}'_x \varphi_o(\mathbf{r}),$$

$$\bar{\mathbf{B}}(\mathbf{r}) = -\frac{V_1 V_2}{C^2} \operatorname{grad}_{\mathbf{r}}' \varphi_o(\mathbf{r}).$$

удается выразить работу деформации электрических полей среды физического вакуума с работой поляризации индуцированных в этой среде поляризационных зарядов вакуумной среды. Можно ли записать полную систему дифференциальных уравнений для этих полей и нужно ли их писать вообще, пока остается вопросом? Предлагается пока все полученные выше результаты подвергнуть сначала глубокому осмыслению и общему анализу. Попытке такого анализа и осмысления будет посвящена IV часть данной книги.

ЛИТЕРАТУРА.

1. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности. Перспективы построения непротиворечивой электродинамики. Монография, Томск, 1986 г. – Деп. ВИНИТИ, рег. № 8610-В86. | Библ. указ. деп. рукопис. N4 (186), 1987, инд. 1159.
2. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. – Томск: Изд-во научно-технической литературы, 1997. – 144 с.
3. Николаев Г.В. Научный вакуум. Кризис в фундаментальной физике. Есть ли выход?! (Новые концепции физического мира). – Томск: Курсив, 1999.
4. Николаев Г.В. Тайны электромагнетизма и свободная энергия. – Томск: Изд-во “РауШ мбХ”, 2002.
5. Николаев Г.В. Неизвестные ранее в науке явления электромагнетизма. СКАЛЯРНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ. Буклет. Томск. 1997.
6. Максвелл Дж. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. — М.: Гостехиздат, 1954

Часть IV

Новые концепции физического мира

1. Введение

Приведенные в начале книги высказывания многих видных ученых прошлого явились исходным началом в проведенном автором (1962–67 гг.) в многолетнем анализе сложившейся в физике парадоксальной ситуации [1-3]. Работа была посвящена анализу, прежде всего, исходных причин появления в фундаментальной физике ошибочных исходных концепций в основополагающих физических теориях. Речь идет, прежде всего, о специальной (СТО) и общей (ОТО) теории относительности – теории пространства, времени, тяготения, электромагнитных явлений. Такой общий обзор был представлен автором к середине 1967 г., ко времени окончания его учебы в Томском политехническом институте на физико-техническом факультете и к началу его работы в НИИ ЯФ при ТПИ. Для коллегиального обсуждения работы, решением дирекции института, материалы этого обзора во второй половине 1967 г. были предложены для публичного обсуждения на объединенном научном семинаре НИИ ЯФ, ТПИ, ТГУ, СФТИ г. Томска, на котором присутствовали видные профессора, кандидаты наук и ученые разных специальностей – всего более 500 человек. После прошедшей бурной дискуссии, на которой были высказаны разные точки зрения на проблему, объединенным семинаром было принято решение опубликовать для широкой гласности и более широкого обсуждения поднятых в обзоре актуальных вопросов сначала реферат монографии (порядка 200 экз.) для рассылки по научным центрам страны. Автореферат монографии был размножен и разослан по различным НИИ и в научно-технические библиотеки.

В результате широкой открытой дискуссии автором были получены сотни писем от разных специалистов, которые также высказывали свое мнение о спорных проблемах современной физики и неудовлетворительной интерпретации многих явлений в СТО и ОТО. Длительная переписка со многими специалистами по всей стране позволила просканировать мнения многих специалистов в разных областях науки и техники, более точно определить причины появления в физике парадоксальной ситуации и сформулировать контуры основных исходных концепций новых положений. Выход

из тупиковой ситуации в современной физике оказался возможным только при отказе от многих, повторяю – многих известных фундаментальных принципов, постулатов и даже философских концепций. Ниже будет приведено сжатое изложение уже на современном уровне тех изменений, которые предлагалось срочно еще в 60-х годах осуществить в современной фундаментальной физике, чтобы покончить, наконец, со всеми основными имеющимися противоречиями и парадоксами и сформулировать основы фундаментальной физики XXI века. В полном виде этот анализ представлен в работах [1–25, 30, 31] и будет в дополненном и уточненном виде полностью опубликован во втором планируемом цикле работ автора «Оптическая и электродинамическая асимметрия реального околоземного пространства физического вакуума».

Приведенные ниже выводы сделаны на основе глубокого анализа основных причин парадоксальности современной физики, но все это предлагалось ранее (в 1970-х годах) и предлагается сейчас для открытой дискуссии, чтобы еще более уточнить и отшлифовать исходные понятия фундаментальной физики XXI века. Из-за сжатости изложения, в обзорной части книги не будет приводиться детальный анализ всех противоречий и парадоксов, к которым приводят многие ошибочные концепции современной физики и следствия из них. Многие из них описаны в [2, 3]; в цикле опубликованных работ по проблеме «Оптическая и электродинамическая асимметрия реального околоземного пространства» [4–10]; в цикле опубликованных работ «Неизвестные ранее в науке явления электромагнетизма. Скалярное магнитное поле» [11–25]; в монографии [30]; в вышедшей из печати книге из первого цикла работ [31] и в обзоре [1]. Однако, чтобы не быть абсолютно голословным, по наиболее принципиальным и очень важным вопросам будут приведены примеры и некоторые доказательства правильности высказанных положений, хотя, в принципе, могут быть приведены еще и другие более полные доказательства. Оказалось необходимым откорректировать, прежде всего, такие основные философские и физические определения и понятия, как реальное пространство, абстрактное пространство, метрика реального пространства, субъективное и физическое понятие времени, философское и физическое понятие материи, взаимосвязь материи и движения, физическое понятие массы и ее взаимосвязь с материей, мера количества массы, масса инерционная, масса гравитационная, масса электромагнитная и их взаимосвязь между собой. Обнаружена существенная ограниченность применительно к реальному пространству гравитационного поля и физического вакуума «функционального» принципа относительности, принципа постоянства скорости света, принципа эквивалентности. В реальной действительности не существует никаких так называемых «релятивистских» эф-

фектов увеличения массы, замедления хода времени, сокращения отрезков, искривления пространства, превращение материи в энергию и другие аналогичные абстрактные выводы СТО и ОТО. В реальной действительности не существует явление дуализма «частица-волн», при явлении аннигиляции реальная материя не превращается в энергию, в природе не существует мифических торсионных полей и т.д. и т.п. Все электрические и так называемые «магнитные взаимодействия» в действительности представляют собой обычные статические и динамические взаимодействия электрических зарядов в среде физического вакуума соответственно при недеформированных электрических полях (статика – запаздывающих потенциалов нет) и при деформированных электрических полях (динамика – при наличии запаздывающих потенциалов). Динамические электрические взаимодействия в физике ошибочно названы неким «магнитным взаимодействием», между тем как в реальной действительности никаких магнитных полей не существует. В практическом отношении оказалось достаточно удобным считать, что в пространстве около, например, соленоида с током появилось некое «магнитное поле» как новое физическое поле, которое обусловливает появление и нового физического явления – взаимодействия этого поля, например, с другим токовым соленоидом или ферромагнитным веществом. Но действительная физика явления оказалась такой, что энергия «появляющегося магнитного поля» оказывается величиной отрицательной (и мы теперь уже знаем, что энергия магнитного поля действительно является величиной отрицательной!!!), а обнаруживаемые взаимодействия с «магнитным полем» обусловлены какими-то внутренними изменениями физических свойств пространства около соленоида, когда через него пропускается электрический ток. И именно эти скрытые физические процессы в пространстве около соленоида с током в современной электродинамике оказались просто исключены из рассмотрения, когда были сделаны допущения реальности существования магнитного поля. Следовательно, в пространстве около соленоида без тока не равная нулю внутренняя энергия уже была, но не принималась во внимание по причине того, что никакого реального явления около соленоида без тока не наблюдалась.

Даже в рамках известного и общепринятого математического формализма Максвелла оказываются необходимыми серьезные изменения в электродинамике, так как необходимо допустить, как уже отмечалось выше, реальность существования еще одного вида неизвестного ранее магнитного поля – **скалярного магнитного поля** со всеми вытекающими отсюда последствиями. И пока все эти изменения не будут согласованы с новыми более полными физическими и философскими взглядами и вводимыми новыми исходными философскими и физическими понятиями, выход из создав-

шейся кризисной ситуации будет невозможен и тупиковые ситуации в физике будут неизбежны. Все эти факты свидетельствуют собой о **глубоком кризисе всей современной фундаментальной физики**.

Не все еще, что просматривается на горизонте фундаментальной физики XXI века, остается окончательно понятным, но многие высказанные выше и более детально обобщенные ниже в данном обзоре и в основных разделах данной книги выводы, несомненно, должны быть приняты во внимание. Инерция мышления нашего сознания порождена самими же нами придуманными и устоявшимися нормами и догмами в оценке достигнутых научных знаний и общего признания их. Слишком долгим оказывается путь исследователя от найденного им верного решения проблемы до момента, когда найденные откровения его узнают все желающие это узнать из-за придуманной самими же нами весьма усложненной и явно несовершенной формы оценки уже известных знаний и пропаганды нарождающихся новых научных знаний. Ценность многих уже найденных человечеством ранее знаний либо потеряна, либо неумеренно преувеличивается из-за исторически сложившейся определенной инертности нашего мышления и укоренившихся в нас элементов явного консерватизма, явившихся следствием длительных эволюционных процессов и повсеместно пропагандируемых на каждом этапе культов, как отмечалось уже выше, преклонения нашего сознания перед кумирами и авторитетами прошлого. Процесс эволюционного изменения нашего сознания идет недопустимо медленно, что еще более затягивает кризисное состояние в современной науке. Если мы сами будем развиваться такими медленными темпами, что явно не соответствует темпам развития общего технического прогресса в современном мире и уже сейчас наше собственное сознание является достаточно серьезным тормозом развития общего технического прогресса, то дальнейшее наше консервативное состояние в вопросах нашего же собственного совершенствования будет просто недопустимым. В состоянии общего социального хаоса в обществе, который в настоящее время, к сожалению, мы переживаем, тенденции роста нашего общего самосознания вряд ли окажутся возможными. Прежде всего должна быть изменена общая социальная политика в обществе, которая направлена пока на насаждении низменных интересов личности. Без серьезных изменений в социальной политике общества вряд ли окажутся возможными серьезные изменения нашего духовного самосознания и осознания высших целей науки, общества и личности. Так что проблемы общей инертности мышления ученых, «технической» инертности мышления многих ученых и инертности мышления отдельной личности в обществе во многом оказываются взаимосвязанными. Необходима общая социальная революция в нашем сознании не только в науке, но и в обществе вообще.

Длительный эволюционный путь развития сознания человека уже давно нуждается решительном изменении. Уже давно в революционной ломке нуждаются устаревшие и давно отжившие представления, как в науке, так и в обществе вообще. Однако, в настоящее время, в период временного хаоса в обществе и общей социальной неустроенности ученых и всей науки в целом, говорить о самосознании и высших благородных целях ученого сейчас просто преждевременно. Необходимо, очевидно, какое-то время на окончание начатых социальных перемен в нашем обществе. Высшие благородные цели каждой сознательной личности общества должны стать, прежде всего, первоочередными целями самого общества, его главной первоочередной задачей.

«... необходим значительно более радикальный пересмотр теории относительности и квантовой теории, причём надо будет попытаться не кое-как приспособить нынешние теории, принимая в их основе предположения, а коренным образом пересмотреть их логическую и философскую базу...»

Дж. Бернал. Наука в истории общества. – М.: ИЛ, 1956

2. О фундаментальных основах физики

Аксиоматические основы современной физики базируются, прежде всего, на многочисленных основополагающих концепциях, принципах, постулатах, допущениях как физического, так и чисто математического и философского содержания. Причем от степени законченности и полноты формирования всех основополагающих концепций и установления правильной их взаимосвязи между собой в значительной степени зависит объективность описания и достоверность отражения явлений объективной действительности. Процесс формирования основополагающих концепций фундаментальной физики далеко не простое дело и к нему были причастны в свое время практически все великие умы человечества во все времена.

На протяжении веков в науке господствовали, например, **классические представления о пространстве, времени и движении материи**: пространство рассматривалось как форма существования движущейся материи, при этом пространство считалось абсолютно пустым или заполненным очень

тонкой средой и представляло собой просто вместилище материи. В связи с этим оказалось крайне необходимым дать четкие определения, что следует понимать под реальным *объективно существующим вне нас и окружающим нас пространством*, можно ли и когда можно реальное пространство считать «пустым или абсолютно пустым пространством» при отсутствии в нем материи, что следует понимать под абсолютным истинным пространством, абстрактным математическим пустым пространством, какова связь вводимого субъектом мерного пространства с объективным реальным пространством. Какие из этих пространств следует рассматривать как объективные понятия, а какие – как субъективные? Что следует понимать под однородностью, изотропностью, эквивалентностью и симметрией пространства? Что следует понимать под мерностью пространства вообще и мерностью реального пространства, какова мерность реального пространства, является ли мерность реального пространства объективным или субъективным понятием и т.п. Вполне очевидно, что такие определения для любой физической теории должны быть сформулированы достаточно четко и без допущения двусмыслинности, чтобы сохранить однозначность всех вводимых понятий и эквивалентность результатов обобщений для любых построенных на этих исходных концепциях теорий.

Аналогичные определения должны быть сформулированы и применительно к другим важным понятиям, таким как протяженность, бесконечность, единица протяженности, понятия времени, единица времени, однородность времени, понятия количества материи, количество вещества, заряд, масса, масса гравитационная, масса инерционная, масса электромагнитная, понятия инерции, относительность движения, динамическая относительность, абсолютная относительность, движения и формы движения, движение по прямой, круговое движение, одновременности, одновременность событий, измерение отрезков, измерение времени, измерение силы, измерение массы, система отсчета, инерциальные системы отсчета, неинерциальные системы отсчета, наблюдатель-субъект, мировая среда, преимущественная привилегированная система отсчета, неподвижная система отсчета, движущаяся система отсчета, увлекаемая система отсчета, неувлекаемая система отсчета, частично увлекаемая система отсчета, принцип относительности, принцип постоянства скорости света, принципы симметрии, принцип эквивалентности, законы сохранения, понятие поля, инвариантности применительно к пространству, времени, законам природы, искривление пространства, причинно-следственная связь, дискретность, непрерывность и т.д. и т.п. **При анализе любой современной физической теории вряд ли удастся найти четкие определения хотя бы основным вводимым исходным философским, физическим и математическим понятиям**

ям, используемых данной теорией, что существенно затрудняет как понимание этой теории, так и установление адекватности ее другим близким теориям.

В философском плане очень важно было определить, прежде всего, первичность материи объективного реального мира и вторичность нашего сознания. Необходимы четкие разграничения между субъективными методами описания реальной действительности и самой реальной действительностью, чтобы избежать элементов явного субъективизма и зависимости объективных явлений от точки зрения субъекта-наблюдателя. В современной физике имеется немало примеров использования чистейшего субъективизма в оценке объективной действительности. Примером чистейшего субъективизма в специальной теории относительности (СТО) А. Эйнштейна является явная зависимость реальных объективных явлений в одной физической системе отсчета всего лишь от точки зрения субъекта-наблюдателя в другой физической системе отсчета, когда акцент делается не на отличии самих рассматриваемых физических систем отсчета, а только на присутствии (существовании) там самого субъекта-наблюдателя. В описании свойства пространства, времени, движения материи в свое время провозглашались явно субъективно-идеалистические концепции (Беркли, Лейбниц, Кант, Гегель и др.), и между сторонниками идеалистических и материалистических подходов (Галлей, Декарт, Коперник, Кеплер, Ньютона, Ломоносов, Лобачевский, Фейербах, Герцен, Чернышевский и др.) шла ожесточенная борьба. Материалистические представления в науке отстаивались с большим трудом, и многие спорные вопросы по основополагающим концепциям в фундаментальной физике остались окончательно не решенными вплоть до настоящего времени. В формулировке правильных понятий и определений в фундаментальной физике не все обстоит благополучно даже в настоящее время. Основной виной этому является чрезмерная математизация науки и, как следствие, уход от понимания физической сути явлений. Сама по себе математика и ее математический аппарат – это чистейший субъективный продукт человека и любая математическая модель физического процесса остается только абстрактной моделью. Определенная степень приближения этой модели на реальную действительность устанавливается только самим субъектом и на основе только своих субъективных заключений. Однако недостаточность исходных физических предпосылок любой теории не может быть адекватно и эквивалентно скомпенсирована любыми математическими построениями, какими бы изящными и красивыми они не оказались. В определенной степени чрезмерной математизации и формализации науки способствовала и чрезмерная специализация различных разделов наук, которая удаляла ученых от рассмотрения общих философских и физических вопросов.

сов. Но главной причиной следует считать все же исторически сложившуюся консервативность и инертность мышления ученых и чрезмерное преклонение их перед авторитетами популяризируемых старых теорий. Чтобы создать новую теорию необходимо установить новую систему взаимосвязанных исходных физических предпосылок, принципов, постулатов из обобщения огромного фактического и экспериментального материала, объем которого на каждом новом этапе развития науки несопоставимо отличается от любого предыдущего этапа. В подобной ситуации, конечно, значительно проще взять за основу какую-либо старую теорию и, не изменяя исходных физических предпосылок и постулатов, расширить области приложимости ее за счет применения какого-либо нового, казалось бы, безобидного формально-математического аппарата или каких-либо новых математических методов обобщения. Нельзя сказать, что новые чисто математические методы анализа и обобщения вообще бесполезны, так как они также стимулируют какие-то новые поиски и получение новых теоретических и экспериментальных результатов. Беда заключается только в том, что полученные новые чисто формально-математические обобщения и полученные на их основе новые теоретические и экспериментальные результаты завораживают исследователя и стимулируют его дальнейшие поиски с помощью тех же формально-математических методов, которые все дальше и дальше уводят его от исходных физических предпосылок. Ниже будет предпринята попытка дать хотя бы общие определения основным исходным физическим, математическим и философским концепциям применительно к новому развивающемуся подходу в объективной оценке реального окружающего нас и не зависящего от нас мира и материальной сущности пространства среди физического вакуума, электромагнитных и гравитационных полей, реальных материальных сред и гравитирующих тел.

"Критикуя общефилософские идеалистические высказывания Эйнштейна, некоторые говорят о необходимости сохранения теории относительности Эйнштейна как "физической теории". Из сказанного выше следует, что такой подход к эйнштейновской теории относительности неправилен. Во-первых, общефилософские положения, провозглашаемые Эйнштейном, не являются на самом деле неким внешним "привеском" к его теории, всего лишь "неправомерным выводом из неё", а входят в неё, существенно определяют само её содержание. Сами по себе уравнения, фигурирующие в этой теории, не составляют «физической теории» материалистическое же истолкование закономерностей быстрых движений есть в действительности отказ от теории относительности Эйнштейна как от физической теории и развитие принципиально иной по своей сути физической теории.

Во-вторых, стремление "подправлять" эйнштейновскую теорию относительности "чинить" или "латать" её запутывает фактическое положение дел в этой области физики. Оно неправильно ориентирует учёных, снимает с физиков задачу всесторонней разработки основ действительно научной и последовательной теории движения с большой скоростью, основанной на принципах диалектического материализма, адекватно выражющей сущность уже познанных закономерностей и открывающей пути для раскрытия новых «закономерностей».

Кузнецов И.В. Философские вопросы современной физики.
– М.: Изд-во АН СССР, 1952. – С. 71.

"... мы можем представить себе мир пронизанным излучением, которое не только устанавливает материальную связь между всеми телами, но образует своеобразный электромагнитный фон...", что «Электромагнитное излучение представляет своего рода универсальную среду, в которой движутся тела»

Александров А.Д. Философское содержание и значение
теории относительности. – 1959. – С.20.

3. Основополагающие исходные концепции физической теории

Континуум объективно существующего и не зависящего от нас окружающего мира определяется следующими основными понятиями – **пространство, материя и ее движение**. Все остальное относится к категории не зависящей от субъекта объективной действительности, описываемой субъектом посредством его собственных субъективно-абстрактных методов отражения окружающего его мира. Чтобы осознать это, представьте на мгновение, что бы Вы стали делать как субъект, если бы, имея полные современные представления об окружающем нас мире и его строении, оказались незнакомыми с методами измерения и контроля за всеми процессами, которые около Вас происходят. Для отражения процессов движения объектов в реальном безмерном пространстве субъект вынужден был бы ввести какую-то свою систему координат и свою систему измерения перемещений этих объектов в данной выбранной системе координат. Причем как введенная им система координат, так и система измерений должны быть исключительно простыми и не зависеть от каких-либо внешних факторов. Нетрудно было бы ему убедиться в том, что для фиксации объекта в пространстве ему достаточно было бы ввести минимально всего три координатные оси. Выбрав какой-то отрезок и назвав его единичным, им было бы установлено

понятие единицы измерения. Так как выбор этой единицы меры был осуществлен самим человеком, то это понятие к объективной реальности, конечно же, также не имеет никакого отношения. Сама выбранная система координат и единица измерения протяженности по координатной оси – это чисто субъективный продукт человека, но который крайне необходим ему для описания окружающей его действительности. При наложении созданной им мерности на установленные им же в пространстве три координатные оси он получил бы свое мыслимое трехмерное пространство. Таким образом, для отражения реального пространства субъект вынужден создает, прежде всего, свою абстрактную модель однородного и ни от чего не зависящего изотропного абсолютно пустого пространства, наделенного мерностью и единицей длины, введенных им же в связи с острой жизненной необходимостью измерять. Следовательно, понятия **координатная система отсчета, мерность пространства и единица длины** являются чисто субъективными понятиями.

В объективной же действительности, в окружающем нас реальном пространстве нет ни координатных осей, ни координатных систем отсчета, ни мерности пространства, ни единиц длины, так как в самой природе эти понятия сами собой вне субъекта не определяемы. Поэтому, для того чтобы избежать искажений в описании окружающей нас реальной действительности, избежать субъективности и формально-математической абстрактности в отражении действительности, необходимо постоянно помнить, что все построения самого субъекта носят только вспомогательный характер и необходмы только для него самого, поэтому они должны быть предельно просты и носить абсолютный не зависящий от реальной действительности характер. Только в этом случае субъект сможет точно оценить относительно своего абстрагированного никогда не меняющегося и не от чего не зависящего идеального пустого пространства, что происходит в окружающем его изменяемом реальном пространстве на любых уровнях дискретности и структуры заполняющей его материи. Только при этом окажется возможной действительно объективная оценка окружающей нас действительности материального мира. Причем минимально необходимой и достаточной мерностью пространства в подобной абстрагированной модели субъекта является трехкоординатная декартовая система измерений, которая легко может быть сопоставлена с любой точкой реального пространства. Такие излишества, как четырех- или более мерное пространство, существенно усложняющие отражение субъектом объективной действительности, для субъекта изначально будут просто не приемлемы.

Далее аналогичным же образом, для отражения процесса **движения материи, вещества и материальных тел** в реальном пространстве субъект

вводит свою систему не существующих в реальном мире абстрактно отвлеченных и субъективных понятий единиц движения. Если бы в окружающем субъекта реальном мире все движения тел и объектов были бы только прямолинейными, то выбор единицы движения для субъекта был бы весьма затруднителен. Однако, тем не менее, субъект вынужден был бы в качестве единицы движения выбрать какой-либо реальный прямолинейно движущийся объект или тело и использовать его в качестве эталона для оценки движения различных других тел путем сравнения быстроты изменения угловых размеров исследуемого объекта по сравнению с эталонным. Хотя такая «единица движения» и не очень то удобна в качестве мерной единицы (из-за необходимости частой ее смены), однако, назвав эту **«единицу движения»** в качестве **«единицы времени»**, субъект ввел бы новое понятие **прямолинейного времени**. Однако для выбора единицы движения более удобны различные вращательные движения тел и объектов (например, один оборот Земли около своей оси и т.д.). Выбрав наиболее подходящее вращающееся тело за эталонное и абсолютизировав его вращение предположением, что цикличность его абсолютно повторяется, субъект вводит понятие **«единицы движения»**, которые названы им уже как единицы (криволинейного) времени. Следовательно, понятие **времени, мерного времени** есть также чисто субъективный продукт человека, который соответствует в объективной действительности **бесконечному и безмерному движению**. Следовательно, в реальной действительности никакого **времени** и его **мерности** просто не существует, а есть только бесконечный процесс движения, подчиняющийся законам причинно-следственной связи. Так как времени реально не существует, то общепринятое определение, что **материя существует в пространстве и во времени** следует считать чисто субъективным определением, между тем как для объективной оценки следует правильно говорить, что **материя существует в пространстве и в движении**.

То же самое должно быть сделано субъектом и с введением определений мерности материи или мерности реально ощутимой ее формы в виде вещества путем введения субъективного понятия **массы** как некого эквивалента **количества вещества**, определив его посредством измерений некоторых объективных физических параметров, таких как **сила** и **ускорение**. Согласно современным представлениям считается, что **масса** как физическая количественная характеристика материи и конкретного реального вещества является мерой одновременно таких измеряемых ее характеристик, как **гравитационные и инерционные** свойства. Следовательно, количественная характеристика **массы** ставится в прямое соответствие с количественными характеристиками ее **гравитационных и инерционных** свойств.

Долгое время понятие **массы** в какой-то степени действительно соответствовало определению **количества вещества**, пока не было установлено существование таких явлений как **дефект массы, релятивистская масса, электромагнитная масса**. Оказалось, что какая-то часть массы может существовать в виде скрытой энергии, согласно установленной фундаментальной взаимосвязи между энергией и массой в виде зависимости $E = mc^2$. Так как в известном значении масс атомов скрытая ее часть, соответствующая **дефекту массы**, не учитывается, то в таком скрытом виде масса, очевидно, уже не определяется ни **гравитационными** свойствами, ни **инерционными** свойствами. Но в таком случае, в таком скрытом виде **масса** уже не может служить **мерой количества вещества**. Кроме того, аналогичная противоречивая ситуация с исходным понятием меры количества вещества обнаруживается и с появлением в физике такого явления, как эффект увеличения **массы** частицы при увеличении скорости ее движения. Любая материальная частица с неизменной первоначальной массой, т.е. с известным количеством первоначального вещества, из которого она состоит, при приведении ее в состояние движения, в рамках общепринятых представлений, увеличивает свою массу так, как будто в этой частице увеличилось количество составляющего ее вещества. Более того, после установления реальности существования у любого движущегося заряда еще и **электромагнитной массы** [1,11,21,31,32], обладающей только **инерционными свойствами** при полном **отсутствии гравитационных свойств**, существующее до настоящего времени определение обязательной **эквивалентности инерционной и гравитационной массы** и определение **массы как эквивалента количества вещества** полностью лишается своего былого физического содержания.

Закономерно возникает вопрос, почему при определении понятия **массы** именно гравитационные и инерционные свойства вещества были приняты в качестве исходной меры количества вещества? Какова природа этих инерционных и гравитационных свойств реального нейтрального электрически не заряженного вещества и чем отличаются эти свойства от инерционных электромагнитных свойств самих зарядов, составляющих основу строения всех частиц этого же вещества? Чтобы правильно разобраться в определении этих основных исходных понятий, необходимо вновь обратиться к анализу многих известных как ранее, так и в настоящее время фактов. Исключительная важность вопроса определения понятия меры количества вещества и ее единицы измерения – **массы** – уже на данном этапе требует специального рассмотрения вопроса о сущности природы инерционных и гравитационных свойств вещества. К сожалению, проблема определения единицы меры количества материи настолько сложна, что требует

достаточно детального рассмотрения целого ряда вопросов и проведения определенных оценочных количественных расчетов. Ниже будут затронуты только основные вопросы, связанные с определением понятия инерционной и гравитационной массы и выяснением действительной природы инерционных и гравитационных свойств материальных частиц.

"Следует отметить, что многих исследователей тревожит возвращение к "пройденному этапу", т.е. к признанию большой роли мировой среды в соответствующих микроявлениях... В действительности, наука не пострадает от того, что будет, наконец, восстановлена истина. Наоборот, вместе с дальнейшим развитием наших знаний, несомненно, удастся выяснить и ту причину, которая содействовала успеху теории А. Эйнштейна (несмотря на её основной ошибочный тезис)".

Проф. Т.А. Лебедев. В книге А. Манеева "К критике теория относительности", 1960.

«..В их сознании названная среда почему-то ассоциируется с прежними представлениями о некоторой грубой механической субстанции. Они полагают, что перестройка теории микроявлений на базе существования мировой среды уничтожит или по крайней мере уменьшит те положительные выводы и предсказания, которые были сделаны, исходя из теории А. Эйнштейна».

Проф. Т.А. Лебедев. В книге А. Манеева "К критике теории относительности", 1960.

4. Электрический заряд и загадочная природа инерции

Вся окружающая нас материя реального мира имеет дискретное зарядовое строение. Любое реальное ощущимое нами вещество окружающего нас мира состоит из огромного количества атомов, а каждый атом состоит из отрицательно заряженных электронов электронной оболочки и положительно заряженного ядра. Больше ничего материального в атоме, казалось бы, нет! Причем положительный заряд ядра любого атома вещества всегда тождественно равен общему заряду всех отрицательно заряженных электронов электронной оболочки этого атома, так что суммарный заряд любого атома нейтрального вещества, из которого состоят все окружающие нас тела, всегда оказывается равным нулю.

Таким образом, вся окружающая нас материя состоит, в основном, только из одних **отрицательных и положительных электрических зарядов** (электронов электронных оболочек и протонов ядер атомов), которые всегда стремятся притянуться друг к другу **и скомпенсировать друг друга**. Однако на определенных близких расстояниях между разноименными зарядами

этим силам притяжения всегда находятся более мощные отталкивающие силы между одноименно заряженными ядрами, препятствующие их полной компенсации. Причем, природа этих отталкивающих сил также является чисто электрической. Так как сам по себе любой атом является нейтральной частицей, то на определенном удалении друг от друга, атомы практически не должны взаимодействовать своими основными электрическими зарядами, между тем как реально такие взаимодействия существуют. Причина этих, а также различных молекулярных сил взаимодействия в значительной степени может быть обусловлена наличием дипольных моментов как у самих атомов, так и у ядер этих атомов. Если внутри атома (внутри его ядра, например) имеются какие-либо скомпенсированные по объему заряды, но эти заряды представляют собой сферически несимметричные дипольные или мультипольные зарядовые структуры, то между такими атомами, даже на большом расстоянии, могут быть слабые электрические дипольные и мультипольные силы притяжения, даже несмотря на то, что они остаются в общем полностью нейтральными.

Следовательно, два любых нейтральных атома на значительном расстоянии друг от друга, намного превышающем их размеры, притягиваются друг к другу не только за счет сил предполагаемого гравитационного взаимодействия их масс, как это общепринято считать, но и дипольными и мультипольными электромагнитными силами взаимодействия. Причем этому условию способствует сама природа переориентации взаимодействующих дипольных структур таким образом, чтобы всегда соблюдалось условие минимума потенциальной энергии взаимодействия. При приближении нейтральных атомов друг к другу до расстояний соизмеримых с размерами электронных оболочек и деформации сферически симметричной структуры их, начинают быстро расти силы электрического отталкивания между атомами уже за счет взаимодействия их одноименных положительно заряженных ядер. В результате устойчивое равновесие между разноименными взаимодействующими зарядами реальной материи устанавливается всегда на определенном устойчивом нейтральном их положении по отношению друг к другу, которое соответствует устойчивости определенной молекуллярной, атомной структуры и средней электрической нейтральности всего вещества материи в целом. Общепринятые понятия гравитационного поля, гравитационной массы, инерционной массы гравитационного тела применимы, в основном, только к электрически незаряженным телам. Исследования показывают, что в первом приближении общепринятое понятие массы действительно может рассматриваться как эквивалент количества вещества, но только для электрически незаряженного, полностью нейтрального вещества и только в определенной форме его существования. Например, 1 кг

массы (гравитационной и инерционной) вещества, к примеру, алюминия, изготовленного в форме куба с отполированными гранями, соответствует определенному заданному количеству вещества алюминия. Если к 1 кг массы вещества алюминия прибавить еще 1 кг массы вещества алюминия, также изготовленного в форме куба с отполированными гранями (но не совместивших их друг с другом гранями, чтобы исключить молекулярные силы взаимодействия), то количества вещества алюминия, как это очевидно и как это принято считать, увеличится в два раза. Однако, если, не меняя общего количества вещества алюминия в кубах *A* и *B*, оба куба только совместить ближайшими друг к другу гранями до проявления между ними сил электрического молекулярного взаимодействия, то даже в первом приближении, исходя из известных представлений [11,31], трудно уже утверждать, что общая масса кубов останется при этом неизменной, хотя общее количество вещества в двух кубах, несомненно, можно считать не изменившимся. Количества исходного вещества в двух кубах мы действительно, по условию опыта, заведомо не меняли, а изменили только расстояние между этими кубами.

При этом молекулярные силы взаимодействия, которые по природе своей являются электромагнитными силами взаимодействия, как это будет показано ниже, изменяют как инерционные свойства, так и «гравитационные» свойства этих кубов. Правда, для случая конкретно молекулярных сил взаимодействия реального вещества изменения инерционных и гравитационных свойств вещества оказываются ничтожно малыми, чтобы можно было бы замерить их количественно. В частности, например, общая энергия всех молекулярных сил взаимодействия, например, в металле составляет порядка 100 ккал/моль, что для одного грамма вещества этого металла эквивалентно изменению скрытой инерционной массы (эффекту массы) всего лишь на величину $\sim 10^{-12}$ г. На такую же величину, казалось бы, должна измениться и общая первоначальная инерционная масса двух кубов. Однако

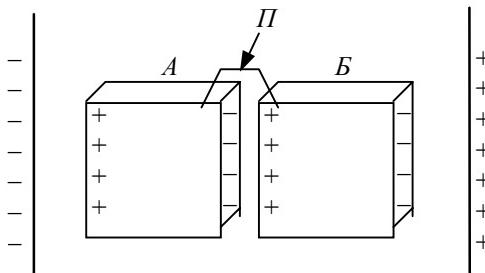


Рис. 3

с такой точностью принцип эквивалентности гравитационной и инерционной массы применительно к скрытой массе энергии взаимодействия в настоящее время проверен быть не может.

Следует особо отметить, что сказанное выше применимо только для частного случая абсолютно электрически нейтрального вещества. При наличии же у вещества нескомпенсированного электрического заряда, изменения инерционных и гравитационных свойств вещества оказываются уже существенно заметными. Например, если оба рассматриваемых куба *A* и *B* поместить между обкладками достаточно большого заряженного плоского конденсатора, как представлено на рис. 3, и после поляризации кубов электрические заряды ближайших друг к другу граней скомпенсировать проводящей перемычкой *P*, после чего убрать как перемычку, так и электрическое поле конденсатора и сам конденсатор, то в этом случае общее количество вещества в кубах, согласно современным представлениям, останется неизменным. Физически мы перенесли определенное количество электронов проводимости с одного куба на другой или, другими словами, массу «гравитационную» Δm_g и массу «инерционную» Δm_i , эквивалентную общей массе Δm электронов проводимости, мы перенесли с одного куба на другой, так что общая «гравитационная» и «инерционная» масса двух кубов вещества алюминия, казалось бы, по-прежнему должна составлять 2 кг. Однако, и расчетами это можно показать [11, 21, 31, 32], действительная инерционная масса каждого из двух кубов вещества алюминия окажется уже существенно большей их первоначальной массы в 1 кг, в том числе даже у того куба, от которого была явно взята масса Δm электронов. Связано это с тем, что при попытке привести эти заряженные кубы в движение, магнитные поля зарядов каждого из кубов создадут дополнительные инерционные электромагнитные силы, которые могут быть значительно больше инерционных сил даже реально перенесенной массы Δm электронов. В то же время, как это не странно, общая инерционная масса двух кубов, если их начать двигать одновременно, может при этом заметно уменьшиться. За счет наличия на кубах *A* и *B* противоположных электрических зарядов (некомпенсированного дипольного электрического поля) и между кубами будут действовать значительные электрические силы притяжения их друг к другу. Эти электрические силы взаимодействия увеличат внутреннюю энергию взаимодействия этих кубов E_c , которой будет соответствовать появившаяся дополнительная скрытая масса Δm_c , согласно известного в физике соотношения $E_c = \Delta m_c C^2$. Более того, если расстояние между заряженными кубами *A* и *B* уменьшать, приближая их друг к другу не изменяя количества вещества в каждом из них, то суммарная инерционная масса двух кубов будет и дальше уменьшать свою величину, между тем как скрытая масса энергии

взаимодействия Δm_c будет при этом увеличиваться. Кроме того, за счет наличия у кубов *A* и *B* дипольных электрических полей и нескомпенсированных электрических зарядов, возникнут еще заметные силы притяжения этих кубов и к гравитирующему телу Земли за счет эффекта индуцированных в теле Земли зеркальных зарядов. Естественная индукция в предварительно нейтральном гравитирующем теле зеркальных электрических зарядов – это еще одно неотъемлемое и удивительное свойство гравитационной массы, подсказывающее нам, что гравитационные и электромагнитные свойства реального вещества тесно взаимосвязаны между собой.

Из приведенного примера видно, что при первоначально неизменном общем количестве вещества двух кубов, только перемещение с одного куба на другой ничтожно малого количества электрических зарядов одного знака, например свободных электронов проводимости, и изменения расстояния между этими кубами приводят к значительно более заметным изменениям как инерционной массы каждого из кубов, так и результирующей силы притяжения этих кубов к гравитирующему телу Земли. Отметим, что описываемый выше «заметный» эффект обнаруживается только при ничтожно малом переносе электронов проводимости одного тела к другому, между тем как при мысленном переносе, например, всех электронов проводимости одного куба на другой (речь идет только о свободных электронах проводимости металла, при этом предполагается абсолютно идеальная изоляция между кубами!), общая инерционная масса каждого из кубов может оказаться уже на несколько порядков больше первоначальной их массы в 1 кг. Значительную величину будет иметь и скрытая масса энергии взаимодействия рассматриваемых кубов. Расчеты показывают [11,21], что электромагнитная инерционная масса каждого электрона проводимости в кристаллической решетке проводника может превосходить механическую «гравитационную массу» этого электрона на 12–14 и более порядков, т.е. инерционная электромагнитная масса только одного электрона проводимости в кристаллической решетке проводника определенной конфигурации может быть эквивалентна обычной механической гравитационной массе порядка $\sim 10^7$ протонов. Инерционная же электромагнитная масса всех электронов проводимости проводника, например металлического куба, будет превосходить примерно на 5–7 порядков общую гравитационную массу этого куба, т.е. куб с первоначальной массой вещества в 1 кг будет иметь общую инерционную массу более $10^2 - 10^4$ т. Все это кажется достаточно фантастичным, однако все это легко просчитывается количественно. Чтобы обнаружить такие колossalные инерционные свойства электронов проводимости в каком-либо электрически не заряженном металлическом проводнике, достаточно привести все электроны проводимости этого проводника в поступа-

тельное движение относительно неподвижной ионной решетки проводника, т.е. создать в металлическом проводнике обычный электрический ток. При этом общая работа или общая энергия, которая будет затрачена на создание этого тока (или общая энергия индуцированного магнитного поля этого тока), отнесенная к общему количеству всех приведенных в поступательное движение электронов проводимости проводника, определит действительную эффективную энергию электромагнитной массы одного электрона проводимости, которая на десятки порядков оказывается больше кинетической механической энергии этого электрона, определяемой известным классическим соотношением $mV^2/2$ (более подробно эффекты инерционной массы рассмотрены во III части данной книги). Но удивительная особенность инерционных электромагнитных свойств электрических зарядов в реальных проводящих материалах заключается в том, что точно такой же колоссальной электромагнитной инерционной массой будет обладать и неподвижная ионная решетка проводника. Чтобы обнаружить действие электромагнитной инерции специально только от ионной решетки проводника, необходимо и достаточно начать двигать ее, например, в противоположную электронам проводимости сторону, при неподвижных электронах проводимости, то есть создать такой же суммарный ток в металле проводника, как и при движущихся электронах носителях (во всех данных случаях движение мыслится относительно лабораторной системы отсчета, неподвижной относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли [2–10]). Однако если электроны проводимости проводника и ионную решетку проводника двигать одновременно в одном направлении и с одинаковым ускорением (скоростью), то колоссальные электромагнитные инерционные свойства электронов проводимости будут полностью скомпенсированы колоссальными же электромагнитными инерционными свойствами ионной решетки этого проводника, и мы затратим энергию только на поступательное перемещение механической массы ионной решетки проводника и электронов проводимости. Можно сказать, что инерционная электромагнитная масса отрицательных электрических зарядов является величиной отрицательной, а инерционная электромагнитная масса положительных электрических зарядов – является величиной положительной. Однако такое деление на отрицательную и положительную инерционную электромагнитную массу допустимо только для случая взаимодействующих между собой разноименных электрических зарядов. При отдельном же рассмотрении положительных или отрицательных зарядов, инерционные электромагнитные свойства их физически неотличимы по обнаруживаемому их физическому проявлению.

Вполне очевидно, что абсолютно полная компенсация электромагнитных инерционных свойств отрицательных и положительных электрических

зарядов вещества оказывается возможной только в том случае, если отрицательные и положительные заряды в нем полностью совмещены друг с другом. А так как реальная материальная среда или любое реальное вещество состоит из дискретных отрицательно и положительно заряженных структур, в которых отрицательный и положительный заряды всегда пространственно отдалены друг от друга, образуя дипольные, мультипольные системы или сферически симметричные коаксиальные атомные структуры (ядра атома и электронные оболочки), то суммарная электромагнитная инерционная масса любой такой полностью нескомпенсированной зарядовой структуры любого реального вещества не может быть равной нулю. Здесь имеется в виду, в том числе, и зарядовая структура всех известных ядерных частиц и нуклонов, которые также не являются полностью электрически совмещенными и скомпенсированными и обусловливают собой мощные мультипольные электрические поля близкодействующих ядерных сил взаимодействия.

Таким образом, когда уже имеющиеся в заданном количестве, в общем нейтральном, вещества (или в заданной их массе) заряды разделены друг от друга или поляризованы до явного проявления между ними сил электрического взаимодействия, то даже при неизменной величине общего количества вещества, суммарная энергия взаимодействия, инерционная масса вещества и скрытая масса вещества, как показывают расчеты, зависят от степени концентрации или степени разделения или поляризации зарядов этого вещества. Есть все основания полагать, что точно такой же зависимости подвержена и так называемая «гравитационная» масса вещества.

Общепринято считать, что когда рассматриваемое вещество нейтрально (заряды вещества скомпенсированы, например, до уровня молекулярных сил взаимодействия) или состоит из скомпенсированных коаксиальных атомных зарядовых структур (скомпенсированные заряды электронных оболочек и ядер), то **гравитационная масса** рассматриваемого электрически нейтрального вещества (например, нейтрального тела, достаточно изолированного от других тел), как это принято считать, основываясь на многочисленных наблюдениях, вроде бы полностью **эквивалентна его инерционной массе**. И именно только для этого частного случая (**в реальной действительности никогда точно не контролируемого!**) допустимо утверждать, что величина гравитационных и инерционных характеристик свойства вещества тождественно эквивалентна величине массы этого вещества.

Однако в действительности, и это можно показать, что даже для случая нейтральной сферически симметричной системы зарядов, аналогичной атомной структуре, суммарная инерционная электромагнитная масса зарядов электронной оболочки и заряда ядра уже не равна нулю, хотя эквива-

лентной гравитационной массы у самих этих зарядов явно не просматривается. Например, инерционная электромагнитная масса заряда ядра – протона (речь идет только о заряде!) атома водорода, частично экранированная зарядом электронной оболочки, равна примерно трем инерционным электромагнитным массам свободных позитронов (размер протона примерно в 3 раза меньше размера позитрона), между тем как реальная гравитационная и инерционная масса самого ядра-протона водорода оказывается более чем на 3 порядка больше этой массы. Расчеты эти легко проводятся в рамках формализма полного магнитного поля \mathbf{H}_n движущегося заряда [1,21,30,31,55], рассматривая модель атома, например, в форме заряженного сферического конденсатора. При движении такого заряженного конденсатора магнитное поле \mathbf{H}_n положительно заряженного ядра-протона оказывается не равным нулю только внутри объема сферического конденсатора и суммарная энергия этого магнитного поля оказывается равной

$$W_H^0 = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{H}_n^2 dV = \frac{e^2 V^2}{r_n C^2}, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{H}_n = |\mathbf{H}_\perp| \mathbf{r}_0 + |\mathbf{H}_\parallel| \mathbf{x}_0 \quad (2)$$

и интегрирование проводится от размеров, соизмеримых с размерами ядра протона $r_n = 10^{-13}$ см, до размеров электронной оболочки $R = 5,3 \cdot 10^{-9}$ см. Вне объема интегрирования (вне объема сферического конденсатора) магнитные поля от положительных и отрицательных зарядов сферического конденсатора полностью компенсируются. Но для создания энергии магнитного поля W_H (1), локализованного внутри сферического конденсатора, должна быть затрачена дополнительная работа для преодоления сил дополнительной электромагнитной инерции. Принимая во внимание известное равенство

$$mC^2 = \frac{e^2}{r}, \quad (3)$$

для (1) устанавливаем примерное тождество

$$W_H^0 = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{H}_n^2 dV = \frac{m_n V^2}{2}, \quad (4)$$

где m_n – дополнительная электромагнитная масса заряда протона, равная примерно трем электромагнитным массам электрона. Но для положительных ядер вещества, имеющих заряд $N e$ много больше единицы, как это видно из (1), энергия магнитного поля возрастает примерно в N^2 раз. Соответственно в N^2 раз возрастает и дополнительная электромагнитная инерцион-

ная масса заряда ядра. Например, для заряда ядра с атомным номером $Z = 100$ электромагнитная инерционная масса заряда ядра (при допущении размера ядра $r_{\text{я}} = 9 \cdot 10^{-13}$ см и равномерного распределения заряда Ne на его поверхности), определяемая расчетным способом, оказывается уже равной примерно $3 \cdot 10^3$ массам электронов, то есть в 1,5 раза больше массы одного протона (или 1,5 атомной единицы массы). Конечно, для ядра с атомным номером 100 атомный вес составляет порядка 257 а.е.м. и дополнительная масса $m_{\text{n}} = 1,5$ а.е.м. – не такая уж большая масса, но зато уже вполне реальная доступная для измерения известными методами величина. Причем этой массе m_{n} (4) соответствует еще и полная энергия электрического поля заряда ядра с $Z = 100$, т.е.

$$W_E^0 = \frac{1}{8\pi} \int E_{\text{n}}^2 dV = \frac{Q^2}{r_{\text{n}}} = \frac{(100e)^2}{r_{\text{n}}}. \quad (5)$$

Отличительная особенность этой энергии заключается в том, что она полностью локализована только вне объема ядра и к внутренней энергии связи ядра отношения, вроде бы, не должна иметь.

Таким образом, расчеты показывают, что инерционная электромагнитная масса атома с номером $Z = 100$ должна быть на 1,5 а.е.м. больше известной величины гравитационной массы этого атома. Однако эта добавка является чисто электромагнитной инерционной массой, которая, согласно [11, 21] вроде бы не должна иметь гравитационного эквивалента. Вызывает удивление еще тот факт, что у атома с $Z = 100$ и скрытая масса внутренней энергии взаимосвязи его ядра составляет также примерно 1,8–1,9 а.е.м., т.е. является практически соизмеримой с обнаруживаемой инерционной электромагнитной массой m_{n} внешнего магнитного поля заряда ядра этого атома. Пока трудно сказать, какова действительная связь между этими “массами”, однако есть все основания полагать, что энергия внешнего электрического и магнитного поля заряда ядра атома W_E (5), W_H (1) и соответствующая ей скрытая энергия связи, эквивалентная 1,5 а.е.м., тесно взаимосвязаны между собой. Все эти расчеты, конечно, примерны, так как нет точных данных о размерах ядер с атомным номером 100 (для урана размер ядра принимается равным $8,5 \cdot 10^{-13}$ см) и его конкретной дискретной зарядовой структуре. Но то, что эти расчеты действительно отражают наличие у любого заряда атома и его ядра инерционной электромагнитной массы – не вызывает никакого сомнения, так как значительный электрический заряд у атома и его ядра действительно реально существуют. Более того, инерционная электромагнитная масса в 1,5 а.е.м. обязательно должна регистрироваться и экспериментально.

Однако, основываясь на известных опытных данных, описанных в литературе, в действительности данная инерционная электромагнитная масса в 1,5 а.е.м. вроде бы экспериментально не обнаруживается как дополнительная масса рассматриваемого атома. Возможно, что данная масса уже входит в известное значение массы атома, либо для этой массы все же есть какой-то гравитационный эквивалент, который скрыт пока за непонятной для нас природой сил гравитации и гравитационной массы.

«...Трудности современной теоретической физики носят принципиальный характер именно потому, что она опирается на теорию относительности – эту основную физическую теорию, наряду с квантовой механикой».

А.К. Манеев. К критике теории относительности. 1960

«...Можно иметь уверенность, что должный учёт мировой среды в протекании соответствующих микропроцессов поможет ликвидировать такие маловероятные особенности "новой физики", какими является, например, "частица – волна", "электрон – точка", распространение света в "вакууме" как предельная скорость в природе и пр. С другой стороны, перед теорией должны открыться и такие возможности (принимая во внимание взаимодействие среды с движущимися в ней частицами), как физическое истолкование зависимости массы от скорости, объяснение взаимосвязи энергии и массы, построение классификации "элементарных" частиц на новой основе и пр.".

Проф. Т.А. Лебедев. В кн. Манеева "К критике теории относительности", 1960.

5. Природа гравитации и гравитационной массы

Из представленного выше видно, насколько сложным оказался вопрос об определении, казалось бы, простейшего понятия **единицы количества материи** или **единицы массы вещества**. Оказалось, что любой электрический заряд сам обладает инерционными свойствами, но эти свойства существенно отличаются от инерционных свойств гравитационной массы этого же заряда. Если инерционные свойства гравитационной массы являются линейной функцией количества единиц данной массы, то инерционные свойства электрических зарядов являются заведомо не линейной функцией от количества единиц зарядов и их расстояния друг от друга. Кроме того, инерционная электромагнитная масса зарядов разного знака порождает еще один вид инерционной электромагнитной массы – **отрицательной инерционной массы** энергии взаимодействия или **скрытой электромагнитной массы**, которую можно назвать еще как **“дефект электромагнитной массы”**. Сделанный выше вывод, что скрытая электромагнитная энергия взаим-

модействия и соответствующая ей скрытая электромагнитная масса не должна обладать гравитационной массой, то это хорошо прослеживается при исходных теоретических построениях [11, 21, 31, 32], однако точно такими же свойствами, как известно, обладает и обычная скрытая часть гравитационной массы ядер вещества в виде известного значения обычного «дефекта массы». Общая гравитационная масса всего ядра любого атома, как это легко посчитать, всегда оказывается меньше суммарной массы всех составляющих данное ядро протонов и нейтронов на величину «**скрытой массы**» или «**дефекта массы**», но при этом речь идет уже только о гравитационной массе всего ядра. Следовательно, скрытая **масса гравитационная** и скрытая **масса электромагнитная**, вообще то, явно обладают и определенными схожими свойствами, что говорит о каком-то единстве природы как этих масс, так и исходных их регистрируемых масс соответственно гравитационной и электромагнитной.

Известно, что практически вся гравитационная масса любого реального вещества из любых атомов заключена только в их положительно заряженных ядрах. Учитывая же выводы [11, 31, 32], что отдельно электроны, в том числе электроны из электронных оболочек атомов, не обладают гравитационными свойствами, более обосновывается еще вывод об исключительной роли гравитационной массы именно ядер в общей массе выделенного количества вещества. Этот вывод в равной степени применим для всех реально существующих атомов вещества всего окружающего нас мира. Но в таком случае природа гравитационной массы и гравитационных сил взаимодействия, казалось бы, скрыта в структуре именно ядерной материи вещества. Что же такое гравитационная масса и эквивалентная ей инерционная масса ядерного вещества и какова действительная природа сил гравитации?

Известно, что сами нуклоны также имеют внутреннюю зарядовую структуру, а следовательно и систему пространственно разделенных зарядов. Например, отрицательно и положительно заряженные μ -мезоны распадаются на γ -кванты и один электрон или позитрон. Отрицательно и положительно заряженные π -мезоны распадаются на γ -кванты и один электрон или позитрон. Нейтральный нейтрон распадается на протон с высвобождением одного электрона и т.д. и т.п. Во всех случаях, даже в ядерных реакциях, электрон и позитрон, наряду с другими заряженными частицами ядра, выступают всегда как стабильные элементарные единицы электрического заряда. Но если на всех уровнях реальной материи, конкретного реального ядерного вещества, нет полного совмещения электрических зарядов, то тогда, кроме электромагнитной инерции от этих зарядов ядерного вещества, как внутри, так и вне ядер обязательно должны существовать еще и обычные силы кулоновского дипольного и мультипольного электрического

взаимодействия. Но в таком случае между любыми в общем нейтральными телами, как на молекулярном, атомном, так и на ядерном уровне, кроме предполагаемых сил «гравитационного» взаимодействия, должны действовать еще дополнительные тривиальные мультипольные электрические взаимодействия. В свое время многими авторами уже высказывались гипотезы чисто электрической природы сил гравитации и ядерных сил и, в частности, мультипольные электрические силы взаимодействия на близких расстояниях действительно соответствуют по величине близкодействующим ядерным силам. Но серьезные возражения против таких гипотез применительно к природе гравитационного поля сводились к тому очевидному факту, что мультипольные поля имеют явно не обратно квадратичную зависимость силы от расстояния. Чтобы разобраться в этой проблеме и ответить на вопрос, какова же действительная природа гравитационного поля, рассмотрим примеры взаимодействия простейших дипольных систем.

Основываясь на выводах [11,31,32], что инерционная масса электрона и позитрона полностью электромагнитного происхождения и что гравитационными свойствами электрон и позитрон вообще не обладают, рассмотрим взаимодействие в общем нейтральной пары электрон–позитрон при минимальных размерах дипольной системы с аналогичной в общем также нейтральной парой электрон–позитрон другой дипольной системы. Удивительное свойство электрических диполей в свободном состоянии, как отмечалось уже выше, заключается в том, что они сами ориентируются в пространстве так, что между ними возникают только силы максимального притяжения, что соответствует минимуму энергии взаимодействия. Но при реальных размерах диполей электрон–позитрон, вплоть до размеров атомов, силы дипольного электрического взаимодействия между ними намного порядков превалируют над силами предполагаемого гравитационного взаимодействия их полных гравитационных масс между собой. И только при размерах диполей электрон–позитрон порядка 10^{-13} см (т.е. соизмеримых с размерами нуклонов) силы электрического дипольного взаимодействия между ними на расстояниях сотни-тысяч километров друг от друга оказываются практически равными предполагаемому взаимодействию их «гравитационных» масс. То есть, силы чисто электрического дипольного взаимодействия в общем нейтрального электрического диполя размерами в 10^{-13} см. с аналогичным же и тоже в общем нейтральным электрическим диполем, даже в реальных масштабах лабораторной системы столь велики, что только на расстоянии порядка ~1000 км друг от друга, сила электрического взаимодействия сравнивается с предполагаемой силой «гравитационного» взаимодействия их масс. Для электрического взаимодействия сдвоенных таких же диполей (квадрупольей), сила взаимодействия, эквивалентная гравитацион-

ной, соответственно будет уже на расстояниях на 2–3 порядка меньших, т.е. практически в реальных лабораторных условиях.

Таким образом, в общем электрически нейтральная система одного диполя электрон-позитрон или квадруполя (на таких огромных расстояниях друг от друга и столь малых размерах электрических диполей их вполне можно принять за нейтральные частицы вещества) взаимодействует точно с такой же нейтральной системой другого диполя или квадруполя с силой кажущегося «гравитационного» взаимодействия их масс. Но так как в теоретическом плане уже очевидно [11,21,31,32], что электрон и позитрон в действительности не имеют никакой «гравитационной массы» и не имеют гравитационных свойств, то природа «гравитационных сил» взаимодействия в действительности имеет все же чисто электрическое происхождение, являясь силой обычного электрического дипольного и мультипольного взаимодействия, как это предполагалось автором в еще более раней работе [2]. Что касается же того очевидного, казалось бы, факта, что дипольные и мультипольные поля имеют более быстрый спад сил взаимодействия с расстоянием, чем силы гравитации, то из формулы (6) видно,

$$F = f \frac{m_1 m_2}{R^2} = f \Phi_1 m_2 \quad (6)$$

что «гравитационное» поле Φ_1 действительно может считаться функцией обратно квадратичной, как это и принято считать, но только при условии, что инерционная и гравитационная масса m_2 является при этом строго постоянной и не зависящей от координат или каких-либо других факторов функцией, как это гипотетически и предполагалось ранее и продолжает считаться в настоящее время. То есть, сама масса m_2 предполагается не зависящей от расстояния R между взаимодействующими массами m_1 и m_2 и от размеров a дипольных зарядовых структур, из которых она состоит. Основываясь же на концепции действительной электромагнитной природы инерции и электромагнитной природы массы [11,21] всех электрических зарядов, составляющих любое реальное вещество, как свободных зарядов вещества, так и зарядов электронных оболочек, ядер и внутридядерного вещества, которые являются **явной функцией от размеров a диполей (мультиполей) зарядовых структур и расстояний R между взаимодействующими зарядами**, инерционная электромагнитная масса m_2 (6) в общем нейтрального тела в действительности также должна являться сложной функцией как от дипольной или мультипольной структуры электрического поля, так и от расстояния между взаимодействующими зарядами. Но в таком случае, если суммарный эффект в (6) отражает собой обратно квадратичную зависимость, то это возможно только в том случае, если само «гравитационное» поле Φ_1 (6) в действительности также не является функцией обратно квад-

ратичной, а представляет собой действительное мультипольное электрическое поле. Именно такие предполагаемые выводы были сделаны автором ранее в работе [2], но только теперь, после установления реальности существования скалярного магнитного поля и электромагнитной природы массы, представляется уже возможным существенно уточнить данные выводы.

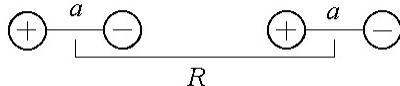


Рис. 4

Рассмотрим чисто электрическое взаимодействие двух электрических диполей, составленных из двух пар элементарных зарядов e^+ и e^- позитрона и электрона с размерами диполя a и расстоянием между диполями R . При расположении диполей на одной прямой (рис. 4) сила электрического взаимодействия между диполями определится формулой

$$F = \frac{e_1^+ e_2^-}{(R-a)^2} + \frac{e_1^- e_2^+}{(R-a)^2} - \frac{e_1^+ e_2^+}{R^2} - \frac{e_1^- e_2^-}{R^2}. \quad (7)$$

Хотя во всех четырех членах справа в (7) некоторые заряды e_1^- , e_1^+ , e_2^- , e_2^+ символически отличаются друг от друга, количественно все они имеют одну и ту же величину. Поэтому, в принципе, все электрические заряды можно вынести за общую скобку, но чтобы отразить символически противоположные заряды одного e_1^{+-} и другого e_2^{+-} диполя, представим запись (7) в виде

$$F = \left[\frac{1}{(R-a)^2} + \frac{1}{(R+a)^2} - \frac{1}{R^2} - \frac{1}{R^2} \right] (e_1^{+-})(e_2^{+-}). \quad (8)$$

Функция в квадратных скобках является явно быстро спадающей не обратно квадратичной зависимостью. Кроме того, является очевидным, что символические заряды одного e_1^{+-} и другого e_2^{+-} диполя, в отдельности представляющих в общем нейтральные системы или нейтральные частицы, в скрытом виде явно являются зависящими от размера диполя a и от расстояния между диполями R , хотя из самого вида символической записи этого пока не видно. Однако, с другой стороны, запись (8) стала очень похожей уже на запись (6), которой можно придать схожий вид

$$F = \left(\frac{f}{R^2} \right) (m_1)(m_2). \quad (9)$$

Из сравнения (8) и (9) видно, что если в (9) массы m_1 и m_2 являются постоянными величинами, то их символические аналоги в (8) являются скрытыми функциями от (R, a) . Чтобы исправить это несоответствие, запишем следующие формулы перехода между (8) и (9):

$$m_1 = \frac{e_1^{+-}}{\alpha_1(R, a)}, \quad (10)$$

$$m_2 = \frac{e_2^{+-}}{\alpha_2(R, a)}, \quad (11)$$

$$\frac{f}{R^2} = \left[\frac{1}{(R-a)^2} + \frac{1}{(R+a)^2} - \frac{1}{R^2} - \frac{1}{R^2} \right] \alpha_{12}^2(R, a). \quad (12)$$

При одинаковых размерах диполей и одинаковых величинах массы m_1 и m_2 коэффициенты перехода $\alpha_1(R, a)$ и $\alpha_2(R, a)$ оказываются равными друг другу. Подставляя в формулу (9) соответствующие члены (10)–(12), мы от общепринятого представления взаимодействия гравитационных масс m_1 и m_2 нейтральных дипольных систем переходим к формуле (8) чисто электрического взаимодействия электрических зарядов составляющих данные нейтральные диполи. Если записать формулы обратного перехода от электрического взаимодействия к “гравитационному” в виде

$$e_1^{+-} = m_1 \alpha_1(R, a), \quad (13)$$

$$e_2^{+-} = m_2 \alpha_2(R, a), \quad (14)$$

$$\left[\frac{1}{(R-a)^2} + \frac{1}{(R+a)^2} - \frac{1}{R^2} - \frac{1}{R^2} \right] = \frac{f}{R^2 \alpha_{12}^2(R, a)}, \quad (15)$$

то особенно наглядно видно, что обратно квадратичная зависимость «гравитационного» взаимодействия трансформируется в не обратно квадратичную зависимость электрического дипольного взаимодействия, но при этом постоянные массы m_1 и m_2 трансформируются в символические массы с явной зависимостью от (R, a) , как и предполагалось ранее в (6). Нетрудно показать, что с помощью формул перехода (13)–(15) можно от формулы (8) чисто электрического взаимодействия перейти к формуле (9) взаимодействия гравитационных масс. Можно показать, что схожие функции перехода (10)–(12) и (13)–(15) могут быть получены и для любой другой конфигурации дипольных систем при любой их ориентации. Из формулы перехода (15) легко установить выражение для коэффициентов взаимосвязи $\alpha_1(R, a)$ и $\alpha_2(R, a)$ между “гравитационными” массами m_1 и m_2 и символическими зарядами e_1^{+-} и e_2^{+-} в виде

$$\alpha_{12}^2(R, a) = \frac{\sqrt{f}}{\sqrt{R^2} \sqrt{\left[\frac{1}{(R-a)^2} + \frac{1}{(R+a)^2} - \frac{1}{R^2} - \frac{1}{R^2} \right]}}, \quad (16)$$

из которого видно, что эти коэффициенты представляют собой тесную взаимосвязь между обратной квадратичностью “гравитационного” взаимодействия и не обратно квадратичной зависимостью дипольного (и мультипольного) электрического взаимодействия.

Для большей убедительности рассмотрим еще одно очень интересное свойство любой функции потенциального центрально-симметричного поля, к которому относится и известное гравитационное поле. Известно, что сила “гравитационного” взаимодействия двух сферических тел с массой m_1 и m_2 с равномерно распределенной в объеме плотностью, и находящихся на расстоянии R друг от друга, тождественно равна силе взаимодействия этих же масс при допущении, что все эти массы сосредоточены в точках на расстоянии R друг от друга. То есть, размеры тела при пропорциональных его изменениях и при неизменном значении взаимодействующих масс, не изменяют результирующей силы взаимодействия между телами. Принимая во внимание этот очевидный факт, попробуем определить, согласно формуле (8), силу взаимодействия электрических зарядов диполей с размерами a и при расстоянии между ними равном R , с силой взаимодействия этих же диполей, но имеющих в два раза большие размеры $2a$ и находящихся друг от друга на два раза большем расстоянии $2R$. Даже без использования формул перехода (10)–(12) и (13)–(15), неожиданно обнаруживаем, что при увеличении расстояния между диполями в 2 раза сила взаимодействия между электрическими диполями F_2 уменьшается только в 4 раза:

$$F_1 = \left[\frac{1}{(R-a)^2} + \frac{1}{(R+a)^2} - \frac{1}{R^2} - \frac{1}{R^2} \right] e_1^{+-}(R, a) e_2^{+-}(R, a), \quad (17)$$

$$F_2 = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{(R-a)^2} + \frac{1}{(R+a)^2} - \frac{1}{R^2} - \frac{1}{R^2} \right] e_1^{+-}(2R, 2a) e_2^{+-}(2R, 2a), \quad (18)$$

где $e_1^{+-}(R, a)$, $e_2^{+-}(R, a)$, $e_1^{+-}(2R, 2a)$, $e_2^{+-}(2R, 2a)$ – заряды дипольных структур, зависящие от размеров диполей a и $2a$ и расстояния R и $2R$ между ними. При увеличении расстояния R между дипольными системами в 2 раза, т.е. до $2R$, и одновременном увеличении размеров диполей от a до $2a$, выражения в квадратных скобках в знаменателях $(2R-2a)$ в формуле (18) не меняют своего вида $2(R-a)$ и остаются тождественными этим же выражениям в (17), что дает возможность коэффициент изменения $1/4$ просто вы-

нести за большие квадратные скобки. Несмотря на то, что функции в больших квадратных скобках являются явно не обратно квадратичными зависимостями, сила взаимодействия между диполями (17) при изменении расстояния между ними в два раза уменьшается только в 4 раза (18), то есть в точном соответствии с обратно квадратичной зависимостью. Сила дипольного взаимодействия F_2 (18) с помощью формул преобразования (13)–(15) может быть преобразована к виду (9) для неизменных значений взаимодействующих масс m_1 и m_2 , но при уменьшенных в два раза размерах этих масс. Пропорциональное же уменьшение размеров масс в 2 раза, по принципу подобия, эквивалентно уменьшению всех составляющих тело электрических диполей тоже в два раза, что не должно привести, как отмечалось выше, к изменению величины силы взаимодействия между этими массами.

Таким образом, можно, наконец, сделать окончательный вывод, что высказанные ранее предположения о чисто электрической природе гравитационного поля [2] действительно нашли свое полное подтверждение. Более того, быстрый спад суммарного электрического поля дипольных и мультипольных зарядовых структур действительно компенсируется аналогичной быстро спадающей функцией инерционной электромагнитной массы дипольного и мультипольного поля этих же зарядовых структур. На основании вышеизложенного, теперь можно со всей ответственностью заявить, что **НИКАКОГО ОСОБОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ В ПРИРОДЕ ВООБЩЕ НЕ СУЩЕСТВУЕТ!!!** То, что называлось “гравитационным полем”, в действительности представляет собой обычное суммарное мультипольное взаимодействие всех составляющих любое тело электрических зарядов, что, несомненно, реально существует и ранее никем не учитывалось по причине чрезмерно сложной структуры этого поля. Конечно, в общем случае необходимо еще учитывать и силы дипольного и мультипольного магнитного взаимодействия всех составляющих любое тело электрических зарядов, что даст возможность исследовать уже динамические явления во взаимодействии «гравитационных» масс. И вот только теперь, основываясь на представлениях действительной электромагнитной природы гравитации, можно осознанно изучать динамические явления так называемых «гравитационных волн» и способах их генерации и регистрации. Можно предвидеть теперь и ожидать открытий других новых явлений в науке о «гравитации» как искусственных космических объектов в ближнем космосе, так и в «гравитации небесных тел» в солнечной системе и в глобальном масштабе применительно ко всей вселенной.

У каждого может сразу же возникнуть вопрос, нужны ли и уместны ли здесь столь категоричные утверждения, что **гравитационного поля** как такового вообще не существует?! Срабатывает традиционная инерция

мышления, и проявляются элементы общепринятого "здорового" консерватизма. Тем не менее, на основе длительного и глубокого анализа фундаментальных основ современной физики, а также интуитивно и, как говорят, подсознательно чувствуется, что данные категоричные утверждения являются вполне своевременными и, самое главное, крайне необходимыми. Только перешагнув на следующий, явно уже обнаруживающийся и во многом уже проявляющийся рубеж познания, мы сможем, наконец, покончить со многими странностями, трудностями, парадоксами и противоречиями в современной физике. Любые попытки авторов, приверженных к старым укоренившимся представлениям, искать опять какие-либо компромиссные решения, с попытками оставить ошибочные представления о "гравитационном поле" и "гравитационной механической массе", являются просто бесперспективными. Только при кардинальной ломке укоренившихся представлений открываются, наконец, перспективы познания действительной природы гравитации и действительной всеобщей объединяющей сущности материальной среды физического вакуума. В настоящее время трудно пока определить действительный вид связи всех составляющих любое тело электрических зарядов с материальной средой физического вакуума по причине неясности конкретной структуры распределения зарядов в атомах, в ядерных частицах и действительных инерционных свойств **самой среды физического вакуума**, но определенные и вполне обоснованные выводы уже просматриваются даже при общем анализе конкретных свойств этой среды.

После установления истинной природы "гравитационного" поля, еще более неожиданный вывод обнаруживается в понимании действительной физической сущности введенного ранее человеком исходного понятия единицы количества материи или единицы массы. Прежде всего, оценочные расчеты неожиданно обнаруживают, что определяющим фактором в явлении инерции и "гравитации", по которым мы как раз и определяли количественную величину массы, является не сам факт существования зарядов или их масс в объеме, в котором они заключены, ... а только сам факт существования в пространстве около взаимодействующих зарядов **материальной среды физического вакуума и внешних полей от этих зарядов**. Первоначальная причина инерции и гравитации материальных частиц оказалась вовсе не в количестве материальной сущности (количестве вещества, массы) заключенной внутри объема данных материальных частиц, а во взаимодействии внешних электрических (магнитных) полей этих частиц с окружающей их средой физического вакуума. Сила «гравитационного» взаимодействия и инерционной массы в формулах (17) и (18) определяются только с учетом внешних, по отношению к внутреннему объему самих частиц, электрических и магнитных полей. Оказалось, что природа инерции и «гравитации»

реального вещества обусловлена вовсе не самой массой реальных материальных частиц материи в существующем их объеме – молекул, атомов, электронов, позитронов, протонов, нейtronов, нуклонов и т.д., действительной природы которой мы еще не знаем, а исключительно внешними полями этих частиц и материальной средой пространства окружающей эти частицы, то есть средой физического вакуума вне объема данных материальных частиц. Данный неожиданный вывод полностью ломает укоренившиеся представления о единице количества вещества и единице массы вещества, что инерционная и «гравитационная» масса тел, молекул, атомов, ядерных частиц заключена только внутри объемов этих тел, молекул, атомов, ядерных частиц. В действительности, даже для идеального упоминаемого выше частного случая кажущегося совпадения инерционной и «гравитационной» массы полностью нейтрального вещества, «гравитационные» и инерционные характеристики вещества, как это очевидно и было уже показано выше, не могут служить мерой количества этого вещества, определяемой величиной массы этого вещества. Действительная природа инерции и «гравитации» оказалась намного сложнее, чем представляли ее ранее. Единицей количества материи может являться только та материальная сущность, которая заключена в выделенном объеме вещества или в объеме частиц и которая обуславливает свои внешние электрические и магнитные поля. А так как внешние электрические и магнитные поля вне объема материальных частиц (вне ядер) являются зависящими от структурного распределения зарядов внутри частиц и их динамических процессов, то без знания этих структур и динамических процессов мы пока лишены возможности установить точную количественную взаимосвязь между внешними полями материальных частиц и действительным количеством заключенной внутри объема частиц материальной сущности. А следовательно, даже на настоящем этапе мы не можем еще пока определить и единицу количества вещества или единицу количества материи. Чтобы убедиться в этом, рассмотрим еще несколько наглядных примеров.

Электрический заряд электрона e в окружающей его среде физического вакуума создает электрическое поле \mathbf{E} , под действием которого среда физического вакуума оказывается в поляризационном состоянии. Причем напряженность электрического поля \mathbf{E} на расстоянии R от заряда электрона [25, 31, 32]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 4\pi\sigma_0(\mathbf{r}) \quad (19)$$

является функцией поверхностной плотности зарядов вакуумной среды

$$\sigma_0(\mathbf{r}) = \frac{e_0}{4\pi R^2} \quad (20)$$

на сфере радиуса R , на которой определяется напряженность электрического поля \mathbf{E} (19). Энергия W_E электрического поля \mathbf{E} (19) заряда e в реальном пространстве получает тривиальную интерпретацию как работа поляризации среды физического вакуума

$$W_E = \frac{1}{2} \int_{r_0}^{\infty} \mathbf{E} e_0 d\mathbf{r} = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0}. \quad (21)$$

Выражение (21) полностью эквивалентно известному выражению для энергии W'_E электрического поля \mathbf{E} заряда, записываемого в общепринятом виде

$$W'_E = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{E}^2 dV = \frac{1}{2} \frac{e^2}{r_0} \quad (22)$$

и интерпретируемого как энергия некой самостоятельно существующей в абсолютно пустом пространстве субстанции электрического поля \mathbf{E} , о структуре которого вообще ничего определенного сказать нельзя.

Таким образом, энергия электрического поля электрона W_E (21) оказывается локализованной полностью вне объема материальной частицы электрона, то есть конкретно в окружающей его среде физического вакуума. Если к электрону приложить электрическую силу и ускорить его до скорости V , то совершаемая при этом работа A идет не на приданье кинетической энергии W_k предполагаемой “гравитационной массе” m_0 электрона, локализованной, естественно, внутри объема электрона, как это общепринято считать, а на деформацию имеющейся уже около заряда сферически симметричной структуры поляризованной среды физического вакуума, или, другими словами, на создание полной энергии двух типов магнитных полей электрона

$$W_H^0 = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{H}_n^2 dV \equiv \frac{m_0 V^2}{2}, \quad (23)$$

где

$$\mathbf{H}_n = |\mathbf{H}_\perp| \mathbf{r}_0 + |\mathbf{H}_\parallel| \mathbf{x}_0. \quad (24)$$

И действительно, затраченная на ускорение заряда работа A тождественно равна полной энергии магнитных полей W_H (23). Следовательно, инерционные свойства одного электрона обусловлены полной энергией магнитных полей электрона, локализованных также только вне объема материальной частицы электрона (интегрирование в (23) вне объема классического радиуса электрона), то есть опять же только в окружающей его среде физического вакуума. Еще более интересные результаты обнаруживаются, если ускорять одновременно два находящихся друг около друга на расстоянии R электро-

на. В этом случае суммарные инерционные свойства электронов будут определяться уже полной энергий магнитного поля в виде

$$W_H^0 = \frac{1}{8\pi} \int_V H_{n_1}^2 dV + \frac{2}{8\pi} \int_V \mathbf{H}_{n_1} \cdot \mathbf{H}_{n_2} dV + \frac{1}{8\pi} \int_V H_{n_2}^2 dV , \quad (25)$$

где первый член справа отражает собой **инерцию магнитных полей** реально существующей частицы одного электрона e_1 , третий член отражает собой **инерцию магнитных полей** реально существующей второй частицы электрона e_2 , а средний член отражает собой **инерцию магнитных полей** взаимодействия вообще реально не соответствующей частицы. Так как средний член справа определяет собой энергию магнитного взаимодействия магнитных полей первого и второго электрона между собой, которая локализована только в пространстве вне объемов самих рассматриваемых электронов, то соответствующая этой энергии инерция принадлежит, несомненно, только материальной среде физического вакуума. Здесь следует особо подчеркнуть главенствующую роль именно среды физического вакуума в инерционных свойствах частицы, а не внешнего электрического и магнитного поля этой частицы, которая находится в определенной зависимости от материальной сущности внутри частицы. Если бы инерционные свойства самой среды физического вакуума были бы малы, то даже сильнейшим полям частицы было бы не за что зацепиться, чтобы создать соответствующую инерцию. Следовательно, и это естественно, следует сделать исключительно важный вывод, что действительная природа как электромагнитной инерции, так и «гравитационной» инерции связана вовсе не с какой-то предполагаемой (мифической) «гравитационной» или «инерционной» массой вещества тел в объеме этих тел, не с материальными частицами или связанными с ними электрическими зарядами в объеме этих частиц, а обусловлена только силами взаимодействием электрических полей составляющих заданный объем элементарных зарядов вещества на всех его уровнях с окружающей их материальной средой физического вакуума. То есть явление инерции (электромагнитной, «гравитационной») обусловлено только какими-то уникальными свойствами среды физического вакуума в равной степени, как и сами силы электрического и «гравитационного» взаимодействия обусловлены только наличием все той же среды физического вакуума между взаимодействующими зарядами и телами. Так как в некоторых случаях (при взаимодействии двух материальных частиц или зарядов), электромагнитные инерционные свойства среды физического вакуума проявляются даже в самостоятельном виде, вне связи с реальными частицами (среднему члену в выражении (25) не соответствует материальная частица), то для подобной инерционной массы выражение для m_2 в (6) действительно не может являет-

ся независимой от координат постоянной величиной. Следовательно, исторически установленное общепринятое представление о постоянстве величины механической массы m_2 в (6) и не зависимости ее от размеров составляющих ее элементарных структур и расстояний между ними действительно является глубоко ошибочным представлением, от которого мы в настоящее время уже вынуждены отказаться, чтобы познать действительную природу явления гравитации.

Более того, можно показать, что как инерционные свойства одной заряженной частицы при действии на нее электрического поля другой частицы, так и сила ее взаимодействия с этой заряженной частицей зависят также и от общего расстояния между рассматриваемыми частицами и от динамических процессов, в которых они принимают участие. Например, рассмотрим два неподвижных одноименных электрических заряда электрона e , находящихся друг от друга на расстоянии R . Известно, что между ними должна действовать в этом случае постоянная сила кулоновского отталкивания

$$F = \frac{e_1 e_2}{R^2}. \quad (26)$$

Однако, если одному из этих зарядов e_1 предоставить возможность двигаться ускоренно, под действием приложенной к нему электрической силы отталкивания, то в точке нахождения второго заряда e_2 появится еще вихревое электрическое поле E_1 от первого заряда e_1 , равное

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{1}{C} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} = -\frac{1}{C^2} \frac{e_1 \partial V_1}{R \partial t}, \quad (27)$$

под действием которого на неподвижный электрический заряд e_2 начнет действовать еще дополнительная отталкивающая электрическая сила \mathbf{F}_d

$$\mathbf{F}_d = E_1 e_2, \quad (28)$$

которая увеличивает силу отталкивания второго заряда от первого. Однако, если рассматриваемые заряды e_1 и e_2 будут разного знака, то дополнительная электрическая сила \mathbf{F}_d (28) будет увеличивать уже силу притяжения второго заряда к первому. Так как в последнем случае на одну из взаимодействующих частиц e_2 действует дополнительная сила \mathbf{F}_d (28), увеличивает силу ее притяжения к первой, то по законам механики, аналогичное увеличение силы взаимодействия следует ожидать также и для частицы e_1 . Аналогичные эффекты увеличения сил взаимодействия и инерционных свойств взаимодействующих зарядов следует ожидать и для взаимодействия между собой в общем нейтральных дипольных и мультипольных систем как атомных, так и ядерных структур. В какой степени эти силы могут изменять инерционные и “гравитационные” свойства взаимодействующих движущихся и покоящихся зарядов, пока сказать трудно, однако несомненно од-

но, что общая инерционная масса m_2 (6) взаимодействующих между собой в общем нейтральных систем диполей или мультиполей действительно зависит, как отмечалось уже выше, как от размеров дипольных систем и связанных с ними зарядов, так и от расстояния их друг от друга и от их состояния движения. Следовательно, действительно, в формуле (6) поле Φ_1 является быстроспадающей функцией мультипольного электрического поля, но одновременно и масса m_2 также является определенной функцией от мультипольных полей. В результате же совместного действия описанных выше весьма сложных физических факторов и причин, а также универсальных свойств вакуумной среды, кажущийся эффект взаимодействия электрических мультипольных систем проявляется как обычная обратно квадратичная функция от расстояния. Но по своей природе это уже чисто электромагнитное явление.

Исследованиями обнаружено [1, 2], что конкретная дискретная зарядовая структура реального вещества на любом рассматриваемом уровне ее строения (электроны, позитроны, мезоны, нуклоны и т.д.) непосредственно обусловлена, прежде всего, динамическими квантовыми свойствами самой дискретной зарядовой среды физического вакуума, однако, как это будет показано во втором планируемом цикле работ, это тема требует отдельного рассмотрения.

Таким образом, после установления определяющей роли среды физического вакуума в понимании природы как сил инерции, гравитации, так и явлений электромагнетизма, для полного представления фундаментальной роли среды физического вакуума во всех окружающих нас явлениях природы, является крайне необходимым коснуться еще хотя бы общих свойств самой среды физического вакуума. Частично вопросы общих свойств среды физического вакуума будут рассмотрены в этой книге по мере изложения новых представлений о законах электромагнетизма, однако более детально этим вопросам будет посвящен второй цикл работ по теме “Оптическая и электродинамическая асимметрия реального околосземного пространства” [2–10]. Но для правильного определения исходных физических и философских понятий уже сейчас требуется более или менее законченная информация о всех возможных свойствах материи, что связано, опять же, с необходимостью проведения дополнительного общего анализа фундаментальных явлений и законов природы. Поэтому, чтобы перейти к общему описанию электромагнитных свойств среды физического вакуума, не касаясь подробно всей проблемы и всей истории развития представлений о мировой среде, о мировом эфире, о физическом вакууме, коснемся хотя бы в общих чертах основных предполагаемых представлений о среде физического вакуума, основываясь на имеющейся уже общей информации об этой среде.

“... Сейчас иными опытами (опыт Лэмба) установлено, что мировая среда – это вполне объективная и ощутимая реальность. Поэтому эксперименты Майкельсона–Морлея по существу потеряли своё определяющее значение. Они представляют собой чисто теоретическую загадку: почему при наличии среди эти опыты (и им подобные) не обнаруживает "эфирного ветра"?".

Проф. Т.А. Лебедев. в кн. А. Манеева "К критике обоснования теории относительности", 1960.

«... в связи с этим возникает вопрос, почему же до сих пор никто не обнаружил "эфирного ветра", если, как теперь доказано, мировая среда существует? В этом и заключается недостаток современной теории, что при её разработке принимались во внимание только те опыты, которые подтверждали тезис А. Эйнштейна, что "эфира" нет. Те же опыты, которые явно указывают на существование эфирного ветра" (опыт Саньяка, Погани, Майкельсона–Геля) почти забыты, так как их описание встречается только в отдельных монографиях. Между тем названные опыты, если подойти к ним объективно, далеко выходят за рамки тех скромных возможностей, которые отведены им в современной физике...

Итак, современная физика весьма однобоко использует имеющийся экспериментальный материал, отдавая неумеренное предпочтение только тем опытам, которые доказывают "отсутствие эфира". Вавилов С.И. ясно видел всю сложность и противоречивость этого вопроса, поэтому он указывал, что: "Правильнее было бы вообще излагать теорию относительности, её экспериментальные основы без всякого отношения, как мирного, так и враждебного в гипотезе эфира"

Акад. Вавилов С.И. Собр. соч., т. IV, 1954, с. 60.

6. Предполагаемая структура и свойства среды физического вакуума

Известно, что среда физического вакуума обладает реальными не равными нулю физическими характеристиками такими как, **диэлектрической и магнитной проницаемостью вакуума** $\epsilon_0 = 1$ и $\mu_0 = 1$. Сам факт существования у физического вакуума реальных физических параметров свидетельствует собой, прежде всего, как о реальности существования самой материальной среды физического вакуума, так и какой-то глубокой физической сущности заключенной в ней. Тот факт, что диэлектрическая и магнитная проницаемости не равны нулю, говорит о том, что физический вакуум электрически и магнитно поляризует. Свойства же поляризуемости предполагают наличие у физического вакуума внутренних сил электриче-

ской и магнитной упругости. Наличие же сил упругости в среде, в свою очередь, предопределяет собой существование у этой среды внутренней дискретной структуры, причем внутренние упругие силы дискретных единиц вакуумной среды по природе своей являются электрическими и магнитными (на самом деле, только электрическими, но статическими и динамическими!). Теперь, что касается структуры дискретных единиц вакуумной среды, то начальным толчком к пониманию существа этих структур явились такие известные и достаточно изученные явления, как аннигиляция и фоторождение электрона и позитрона. А так как электрон и позитрон, при определенных обстоятельствах, в рамках современных общепринятых положений, могут аннигилировать и исчезать как реальные материальные объекты, с выделением энергии в виде двух γ -квантов, а, при других обстоятельствах, при воздействии энергии γ -квантов появляться из “ничего”, то эти факты предопределили рождение гипотезы Дирака о электронно-позитронном физическом вакууме, в котором дискретными структурами вакуумной среды представляются виртуальные электронно-позитронные пары. Имеется много моделей физического вакуума, вплоть до возрождения гипотезы мирового механического эфира, однако модель электронно-позитронного вакуума, с физической точки зрения, является более приемлемой, так как основана на определенных наблюдаемых физических явлениях при взаимодействии электрона с позитроном (аннигиляция, фоторождение и т.д.). Не касаясь пока существа динамической квантовой структуры самих заряженных элементарных частиц – электронов и позитронов, которая играет определяющую роль в возможности существования дискретных единиц вакуумной среды [2], проведем оценку общих свойств среды физического вакуума, основываясь на простейшей гипотезе электронно-позитронной пары.

Рассмотрим электрон и позитрон, покоящиеся на достаточно большом расстоянии R друг от друга. В этом случае полная энергия электрического поля этой электронно-позитронной пары определиться выражением

$$W_E = \frac{1}{8\pi} \int_v E_-^2 dV - \frac{2}{8\pi} \int_v \mathbf{E}_- \mathbf{E}_+ dV + \frac{1}{8\pi} \int_v E_+^2 dV. \quad (29)$$

Первый и третий члены справа представляют собой энергию электрического поля E электрона и позитрона, локализованную в пространстве вне объема самих частиц и представляющей собой энергию поляризации вакуумной среды от электрических полей этих зарядов. Средний член представляет собой работу поляризации среды физического вакуума в перекрестных электрических полях электрона и позитрона и является величиной отрицательной, так что суммарная энергия электрического поля электронно-

позитронной пары будет всегда меньше их арифметической суммы. Область интегрирования во всех трех членах рассматривается вне объема классического радиуса r_0 электрона. При расстоянии R между электроном и позитроном, равном $2r_0$, в частности, средний член энергии взаимодействия оказывается равным первому или третьему члену, так что суммарная энергия электрического поля электронно-позитронной пары оказывается равной первоначальной энергии только одной частицы (область внутреннего объема электрона или позитрона при интегрировании исключается).

Для определения инерционных свойств подобной электронно-позитронной пары придадим ей скорость поступательного движения V за промежуток времени Δt . В этом случае полная энергия магнитных полей пары определиться выражением

$$\begin{aligned} W_H &= \frac{1}{8\pi} \int_{r_0} H_-^2 dV - \frac{2}{8\pi} \int_{r_0} \mathbf{H}_- \cdot \mathbf{H}_+ dV + \frac{1}{8\pi} \int_{r_0} H_+^2 dV \equiv \\ &\equiv \frac{m_{\text{эл}}^- V^2}{2} - 2 \frac{m_{\text{эл}}^{-+} V^2}{2} \left(\frac{r_0}{R} \right) + \frac{m_{\text{эл}}^+ V^2}{2} = \frac{m_0 V^2}{2}, \end{aligned} \quad (30)$$

где $m_{\text{эл}}^-$ – инерционная электромагнитная масса электрона, $m_{\text{эл}}^+$ – инерционная электромагнитная масса позитрона, $m_{\text{эл}}^{-+}$ – инерционная электромагнитная масса энергии взаимодействия, \mathbf{H}_{-+} – полное векторное магнитное поле электрона, позитрона. Из (30) видно, что общая инерционная масса двух частиц оказывается заведомо меньше их общей первоначальной массы на величину среднего члена энергии взаимодействия и в частном случае при $R = 2r_0$ она оказывается равной первоначальной инерционной массе одной из этих частиц. Однако ограничение на нижний предел интегрирования $R = 2r_0$ в среднем члене между частицами принято исходя из соблюдения условия отсутствия деформации их структуры. Если же предположить, что такая деформация возможна (например, как при деформации внешней электронной оболочки атомов и обобществления внешних их электронов при ковалентной связи!), то при расстоянии $R = r_0$ суммарная инерционная масса электронно-позитронной пары оказывается равной практически нулю. Пока трудно что-либо сказать о характере действительной деформации структуры электрона и позитрона в электронно-позитронной паре, однако, принимая во внимание значительные силы притяжения между этими частицами на малых расстояниях, такие деформации несомненно должны существовать. Следовательно, одно из предсказываемых уникальных физических свойств электронно-позитронной пары физического вакуума заключается в том, что при условии отсутствия внешних электрических полей их суммар-

ная инерционная электромагнитная масса стремится к нулю. Так как электронно-позитронная пара представляет собой единичную дискретную структуру среды физического вакуума, то теоретически предсказывается наличие у этой среды в статическом невозбужденном ее состоянии уникальных безынерционных свойств мировой среды. При наличии колосальных внутренних упругих электромагнитных свойств, физический вакуум, при отсутствии внешних полей, проявляет свойство идеальной безынерционной среды. Подобные свойства среды физического вакуума разрешают, наконец, непреодолимые трудности любых ранее выдвигаемых механических моделей мировой эфирной среды, так как в безынерционной электромагнитной среде торможение небесных тел при их движении действительно должно отсутствовать или практически отсутствовать. Однако, с другой стороны, при наличии внешних полей («гравитационных», электрических, магнитных, «ядерных» и т.д.) инерционные свойства среды физического вакуума могут достигать колосальных величин. Например, при поляризации среды физического вакуума в сильных электрических полях, должны поляризоваться и структуры электронно-позитронных пар физического вакуума. Но в этом случае, как это непосредственно видно из (30), увеличение расстояний между зарядами электронно-позитронной пары очень быстро уменьшает отрицательную величину среднего члена взаимодействия, что сразу увеличивает общую электромагнитную инерционную массу всей заряженной структуры. Для общего представления об этих величинах проведем примерную оценку инерционных свойств среды физического вакуума, взяв за основу, например, инерцию ближайшего к поверхности электрона слоя дискретных частиц вакуумной среды. Полагая размер электронно-позитронной пары равным r_0 , расстояние между электронно-позитронными парами в вакуумной среде равным $R = 2r_0$ и учитывая, согласно первому члену справа в (30), что при интегрировании от r_0 до $R = 2r_0$ энергия магнитного поля внутри объема интегрирования оказывается равной

$$W_H = \frac{e^2 V^2}{C^2 r_0} - \frac{e^2 V^2}{C^2 2r_0} = \frac{e^2 V^2}{2C^2 r_0} = \frac{m_0 V^2}{2}, \quad (31)$$

то эта энергия соответствует кинетической энергии всего лишь одного электрона. Принимая во внимание, что в объеме 1 см³ таких структур радиуса $R = 2r_0$ окажется порядка 10³⁶, то в приближении к **электрическому полю электрона** общая инерционная электромагнитная масса $m_{\phi/b}$ среды физического вакуума в объеме 1 см³ оказывается равной

$$m_{\phi/b} = 10^{36} \text{ эл} = 10^6 \text{ кг} = 10^3 \text{ т.} \quad (32)$$

Аналогичный расчет, но уже в приближении к **электрическому полю ядра атома с Z = 100**, для значения инерционной массы $m_{\phi/b}$ в объеме 1 см³ среды

физического вакуума получаем еще на 2–3 порядка большую величину, т.е. 1 см³ вакуумной среды имеет инерционную электромагнитную массу равную 10⁵–10⁶ т. Следовательно, инерционная масса среды физического вакуума растет с ростом степени поляризации среды внешними полями. Конечно, данная величина оценочная, но она дает достаточно впечатление об исключительно больших потенциальных свойствах универсальной мировой среды физического вакуума.

В заключение, подытоживая сказанное выше относительно меры количества вещества, можно сделать вывод, что введенное в физике понятие **массы как меры количества вещества**, определяемой через ее инерционные и гравитационные свойства, в действительности не может считаться основополагающим фундаментальным понятием, так как и инерционные и гравитационные свойства массы оказались в сложной зависимости как от свойств среды физического вакуума, так и от близости к рассматриваемой массе других масс. Изложенное выше наглядно показывает насколько сложным может оказаться процесс определения субъектом какого-либо философского и физического исходного фундаментального понятия.

Для определения действительно фундаментального понятия меры количества материи, представим сначала общую графическую схему взаимосвязи многих вспомогательных исходных понятий, чтобы представить общую картину проблемы. На рис. 65 представлена блок-схема последовательной взаимосвязи многих вспомогательных исходных понятий.

Из схемы на рис. 65 видно, что определяемые исходным понятием *массы выделенного внутри ограниченного объема количества вещества ее инерционные и «гравитационные свойства»* имеют сильную взаимосвязь со всей окружающей данное количество вещества средой физического вакуума и полностью зависят от ее электромагнитных инерционных свойств. Вследствие чего сами по себе инерционные и «гравитационные» свойства как внешние к рассматриваемому выделенному объему вещества не могут быть приняты в качестве меры количества массы выделенного количества вещества. Кроме того, теперь это становится очевидным, что понятие меры количества материи может быть применимо только к той материи, которая существует внутри выделенного объема реального материального объекта, на фоне безмерной тонкой материи среды физического вакуума. Причем внутренняя материя реально существует в виде различных внутренних сравнительно стабильных форм зарядовых структур, из чего состоят сами материальные частицы (электроны, позитроны, мезоны, протоны и т.д.), которые через их внешние поля регистрируются нами уже как реальное материальное вещество. То есть, понятие количества материи вещества применимо только к материи реального вещества внутри выделенного объема



Рис. 65

материальной частицы, без учета существования в рассматриваемом пространстве материальной сущности самой мировой среды физического вакуума. Однако, что представляют собой материальные сущности внутри материальной частицы или в каком виде они существуют, в настоящее время можно только догадываться, но именно для этих материальных сущностей внутри материальной частицы должно быть определено исходное понятие **единицы меры количества вещества**. Следовательно, на начальном этапе сравнительно надежной **единицей количества материи вещества** может служить, например, сам единичный электрический заряд в разных стабильных формах его существования, но без его внешнего электрического поля. Так как о величине заряда внутри объема частицы мы судим по его внешнему замеряющему электрическому полю, которое может быть подвержено динамической деформации при движении (вращении) заряда, то действительная величина заряда внутри объема частицы может существенно отличаться от измеряемой посредством его внешних полей. В свою очередь, это дает возможность объяснить такие парадоксальные явления со-

временной физики, как аномально большие величины механического и магнитного момента электрона и понять тайный смысл постоянной тонкой структуры [2], но, с другой стороны, возможность отличия реальной величины электрического заряда внутри объема частицы от замеряемой величины через его внешнее электрическое поле лишает нас возможности принять и замеряемую величину заряда за конечную меру количества вещества или материи. Единичный электрический заряд определенной формы без динамических коэффициентов деформации как мера количества вещества может быть применим только к аналогичным таким же формам зарядовых структур реального вещества. Например, единичный электрический заряд электрона и позитрона имеет единичную массу m_0 , но тот же единичный электрический заряд π -мезона имеет массу уже порядка $10m_0$, и тот же единичный электрический заряд μ -мезона имеет величину уже порядка $70m_0$, то есть предполагается существование уже не менее трех видов отличающихся по своей внутренней структуре единичных зарядов. Только таким достаточно усложненным определением понятия меры количества вещества, отражающим достаточно сложную физическую природу строения реальной материи, возможно, удастся наметить в дальнейшем определенные пути выхода из тех трудностей и противоречий, с которыми столкнулась в настоящее время фундаментальная физика. Несомненно, что по мере углубления наших знаний об окружающей нас природе эти определения будут изменяться и совершенствоваться, но на современном этапе эти определения уже должны соответствовать имеющимся уже в настоящее время знаниям. Введенное ранее понятие массы как меры количества материи реального нейтрального вещества в первом приближении, конечно, может быть приемлемо, но при учете действительной природы инерции и гравитации. Таким образом, известное общепринятое определение единицы количества вещества через введенное понятие *массы* вещества применимо в действительности только в первом, самом грубом приближении, и что данная проблема еще достаточно далека от окончательного своего решения.

После того, как в процессе подобного детального анализа и осмысливания существа вводимых основных исходных понятий субъектом будет подготовлен абстрактно-субъективный математический формализм отражения реальной действительности, путем измерений своей абсолютной системой внешних физических параметров, субъектом определяются основные закономерности реального окружающего его мира, вводятся законы, постулаты, принципы, фундаментальные соотношения и зависимости. И здесь особенно важно, чтобы не впасть в субъективизм и математический формализм отражения реальной действительности, необходимо постоянно помнить, что все эти придуманные самим же субъектом методы измерения пространствен-

ных и временных отрезков, введенные исходные понятия и определения, вводимые абстрактные системы координат, преобразования координат, переход из одной движущейся системы отсчета в другую и т.д., ни в коем случае не должны зависеть каким-либо образом от физических параметров объективного реального мира, для описания которых и была придумана его система измерений. В противном случае, как это частично будет показано ниже, это может привести к серьезным и неразрешимым противоречиям и парадоксам, что мы в действительности и имеем в настоящее время.

"Теория относительности является строго научной теорией. Но это вовсе не означает, что она верна без всяких ограничений, что в будущем она не должна будет уступить место какой-то другой, новой теории, вернее отображающей действительность. Ведь всякая научная теория справедлива лишь в определённых границах, и само развитие науки состоит в смене одних теорий другими. При этом, однако, старые теории, как правило, не отвергаются полностью. Многое, а иногда и всё из них сохраняется. Но они превращаются лишь в предельный случай новой, более общей и более совершенной теории..."

Э. Кольман, Ленин и новейшая физика, 1961, с. 55.

"...В действительности драматическое положение в физике сохранилось и до наших дней и именно потому, что приняли рекомендацию А. Эйнштейна "совершенно забыть об эфире и никогда не упоминать о нём". Именно с этого момента "теория физических явлений принуждена была развиваться в сторону неумеренных математических абстракций, многие явления стали казаться ей "странными" и загадочными" и чем дальше, чем больше в этой теории стали накапливаться нерешенные проблемы"

Лебедев Т.А. О некоторых дискуссионных вопросах современной физики, 1956 г.

"....Неопределенными остаются, в частности, серьёзнейшие ошибки, связанные с трактовкой закономерностей движения материальных объектов с большими скоростями. Эта область физики в последние десятилетия стала одной из важнейших в физической науке и достигла значительных успехов. Однако успешному развитию теории движения с большими скоростями мешает распространенная среди физиков эйнштейнианская трактовка закономерностей быстрых движений, эйнштейнианское понимание существа физической теории.

Интересы физической науки настоятельно требуют глубокой критики и решительного разоблачения всей системы теоретических взглядов Эйнштейна и его последователей эйнштейнианцев, в области физики, а не просто отдельных их философских высказываний. Идея-

листические воззрения Эйнштейна и эйнштенианцев заводят физическую теорию в безысходный тупик. Разоблачение реакционного эйнштейнианства в области физической науки – одна из наиболее актуальных задач советских физиков и философов"

Философские 'вопросы современной физики, И.В.Кузнецов
(стр.46), Изд. АН СССР, 1952.

4. Кинематика для реального пространства.

Исходные постулаты

Изучая явления в окружающей нас действительности, человек обнаружил, что механические явления остаются неизменными в движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно замкнутых инерциальных системах отсчета (конечно, здесь необходимо дать четкое определение всем исходным понятиям инерциальной и неинерционной системы отчета применительно к реальной действительности и основным исходным кинематическим понятиям, но более детально этим вопросам будет посвящен второй цикл работ [1–10]). Неправомерно обобщив эти явления на все уровни неосязаемой материи (в осозаемой воздушной материальной среде, например, даже механические явления в инерциальных системах отсчета, в общем, не остаются неизменными), субъект вводит ошибочное понятие **фундаментального физического принципа относительности**. И, как следствие, на уровне неосязаемой ранее человеком **среды физического вакуума**, но экспериментально обнаруживаемой уже в настоящее время, принцип относительности оказался неприменимым, приведя современную физику к тому тупику, который существует в настоящее время. Вообще то, как упоминалось уже выше, в физическое понятие **принципа относительности** входят два основополагающих утверждения, фундаментальная значимость которых существенно различна.

Первое утверждение принципа относительности гласит, что все явления механики, квантовой механики, оптики, электродинамики остаются неизменными в инерциальных системах отсчета. Фундаментальное значение этого принципа, до уровня дискретной среды физического вакуума включительно, остается справедливой только для физически полностью эквивалентных реальных как инерциальных, так и неинерциальных систем отсчета. Такими системами отсчета в реальной действительности являются, например, системы отсчета, связанные с поверхностью пространственно удаленных друг от друга одинаковых массивных гравитирующих тел. Например, система отсчета, связанная с поверхностью массивного гравитирующего тела Земли, и примерно эквивалентная система отсчета, связанная

с поверхностью массивного гравитирующего тела Марса, можно считать практически физически эквивалентными системами отсчета, в которых первое утверждение принципа относительности остается справедливым. Но это пример только частично физически эквивалентных систем отсчета, между тем как существование идеальных эквивалентных систем отсчета маловероятно. В данных эквивалентных условиях как воздух (атмосфера), так и более мелкая среда физического вакуума на поверхности гравитирующих тел полностью увлекаются этими телами и будут эквивалентны полностью замкнутым системам отсчета, увлекающих с собой материальную среду. Ошибки А. Эйнштейна заключаются в том, что во всех своих мыслимых экспериментах с покоящимися и с движущимися системами отчета в СТО он никогда не связывал их с гравитационными полями и гравитирующими телами, с которыми практически приходится иметь дело в повседневной реальной действительности. А. Эйнштейн так и не смог установить наличия действительной физической связи между электромагнитными и гравитационными полями. Поэтому применительно к условиям на поверхности Земли в своих мыслимых экспериментах он не видел существенного отличия между системой отсчета, связанной с поверхностью массивного гравитирующего тела Земли, и движущейся относительно нее равномерно и прямолинейно и связанной только с координатной системой и абстрактным наблюдателем.

Второе утверждение принципа относительности гласит, что уравнения механики, квантовой механики, оптики и электродинамики остаются неизменными для движущихся относительно друг друга инерциальных систем отсчета. К сожалению, в реальном окружающем нас пространстве ни одна точка пространства среды физического вакуума не может быть в физически эквивалентных условиях в покоящейся и движущейся относительно нее как инерциальном, так и неинерциальном системах отсчета. Поэтому в реальном окружающем нас пространстве, при допущении существования в ней любой формы непрерывной материальной среды, **второе утверждение принципа относительности является вообще не применимым** ни в одной точке реального пространства и этот принцип лишен какого-либо фундаментального значения. Введение фундаментального понятия инвариантности уравнений в физике в полном виде оказалось возможным после того априорного допущения, когда была принята концепция Эйнштейна полностью отказаться от существования в пространстве любой материальной среды-эфира. Именно для абсолютно пустого пространства, в отсутствие гравитирующих тел, утверждение об инвариантности уравнений механики и электродинамики оказывается допустимым, однако попытки переноса следствий такой теории на реальное пространство приводят, как известно, к неразрешимым парадоксам.

"...Если бы явление Саньяка было открыто раньше, чем выяснились нулевые результаты опытов второго порядка, оно, конечно, рассматривалось бы как блестящее экспериментальное доказательство наличия эфира... На вопрос о том, увлекается ли эфир Землей в целом или нет, опыт Саньяка не разрешает. ... Желателен был ещё один опыт первого порядка с Землей в целом в качестве врачающегося тела".

Акад. С.И. Вавилов. Собр. соч., т. IV, 1954, с. 60.

Когда был проведён и такой оптический опыт... – "... Таким образом, перед нами снова положительный эффект, сам по себе с поразительной точностью подтверждающий предположение о неувялекаемом эфире, отстающим при суточном вращении Земли".

Акад. С.И. Вавилов. Собр. соч., т. IV, 1954, стр. 60.

"...Когда говорят об экспериментальном подтверждении теории относительности, то физик-материалист имеет в виду совсем не то, что хотят представить Эйнштейн и эйнштейнианцы. Возьмём, например, известный факт изменения времени распада движущегося мезона по сравнению со временем распада покоящегося мезона. Для Эйнштейна дело заключается в том, что наблюдатель "отнёс" мезон к другой системе координат, зависимости от этого и вследствие этого произошло изменение скорости распада мезона.

Физик-материалист понимает этот факт совсем по-иному. Время распада мезона стало иным потому, что движущийся мезон – это мезон, существующий в других условиях, в других связях и отношениях к окружающим его материальным телам. Поэтому у него и другая ритмика процессов, поэтому и время распада у него другое».

Кузнецов И.В., Терлецкий Я.П. Философские вопросы современной физики. – М.: Изд-во АН СССР, 1952. – С. 71.

8. Новая интерпретация оптических и релятивистских явлений

С учетом реальности существования мировой среды физического вакуума и преимущественных систем отсчета, связанных с массивными гравитирующими телами, иной физический смысл вкладывается в постулат постоянства скорости света. В любой реальной материальной среде скорость передачи волновых процессов всегда связана непосредственно с материальным носителем. Аналогичная ситуация имеет место и для более тонкой материальной среды физического вакуума, которая определяет собой

существование преимущественной системы отсчета, относительно которой отсчитывается скорость волновых процессов, происходящих в среде. Покоящаяся относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли электромагнитная среда физического вакуума определяет постоянство скорости света и электромагнитных волн только относительно поверхности Земли (т.е. относительно самой среды физического вакуума). Естественное объяснение получают все нулевые эксперименты Майкельсона, Троутона–Нобля и аналогичные им другие эксперименты [2,3, 56–71]. Естественное объяснение получают и положительные результаты оптических опытов типа Саньяка [58–66], что скорость света остается постоянной только относительно поверхности Земли. Физические свойства пространства физического вакуума около Земли определяются преобладающей ее гравитационной массой и вращение прибора Саньяка относительно поверхности Земли, масса которого ничтожно мала по сравнению с массой Земли, уже не определяет свойства пространства и скорость света отстает от прибора.

С учетом **первого утверждения принципа относительности** постулат постоянства скорости света остается справедливым только для физически полностью эквивалентных как инерциальных, так и неинерциальных систем отсчета. А так как в реальном случае полной эквивалентности физических систем существовать не может, то принцип постоянства скорости света теряет свое былое общее фундаментальное значение. Принимая во внимание, что величина скорости света на поверхности гравитирующего тела определяется еще и массой гравитирующего тела, то постулат постоянства скорости света можно допустить, в каком-то приближении, применимым только к удаленным друг от друга системам отсчета, связанным с одинаковыми гравитационными полями.

В рамках новых представлений о постулате скорости света и принципе относительности находят, наконец, законченное физическое объяснение многие оптические явления как в околосземном, так и в космическом пространстве [56–71]. С учетом определяющей роли среды физического вакуума в астрономических оптических наблюдениях находит полное физическое объяснение явление aberrации света звезд, в том числе парадокс с aberrацией света двойных звезд [2]. Известно, что наблюдалась величина aberrации света звезд определяется, в основном, только собственной орбитальной скоростью Земли, между тем как собственные скорости движения самих звезд, которые могут иметь и быстроменяющиеся скорости движения, почему-то полностью исключаются при наблюдениях. Собственная локальная преимущественная система отсчета, связанная с вращающимся по орбите массивным гравитирующим телом Земли, является определяющей системой отсчета при переходе луча света из локальной околосолнечной системы от-

счета в локальную околоземную систему отсчета. Аберрационные же эффекты от собственных движений удаленных звезд (в том числе и двойных), определяются только собственными локальными системами отсчета этих звезд, которые для удаленного земного наблюдателя практически не наблюдаются. С учетом реальных условий взаимодействия движущегося источника света со средой физического вакуума находит удовлетворительное объяснение оптическое явление поперечного эффекта Доплера [2]. Никакого кинематического релятивистского поперечного эффекта Доплера в природе не существует. При движении источника волн любой природы в однородной материальной среде происходит естественная деформация волновых процессов (изменение скорости и направления распространения волн). Аналогичная физическая ситуация имеет место и при распространении света в среде физического вакуума [2, 3]. Навязанный же кинематический релятивизм пустого пространства СТО, применительно к оптическим явлениям в реальном околоземном пространстве, вынужденно оказывается связанным с такими релятивистскими, логически никогда не разрешимыми парадоксами, как одинаковость скоростей света в двух движущихся относительно друг друга системах отсчета.

Очередной релятивистский парадокс – замедление времени распада движущегося мезона, в действительности, зависит не от точки зрения наблюдателя-субъекта, как это принято считать, не имеющего никакого отношения к физическому процессу распада мезона, а зависит от того, что движущийся в физическом вакууме мезон находится во взаимодействии с этой средой, в результате чего и вследствие чего изменяются и физические процессы, происходящие в самом мезоне. Никакого изменения придуманной самим же субъектом единицы времени в движущейся системе отсчета не происходит, но если время умышленно считать не субъективным абстрактным параметром, а каким-то физическим, да к тому же еще зависящим от субъекта параметром, то мы действительно получим те абстрактные выводы, которые были получены А. Эйнштейном. Более того, именно по причине офизничивания субъективного параметра **времени** в физике появилось парадоксальное понятие **релятивистской массы**, т.е. массы, которая увеличивается с увеличением скорости движения тела. Согласно этому абсурдному выводу теоретической физики XX века, любая материальная точка при скорости света может приобрести бесконечную массу. В действительности же, при движении любого тела или электрического заряда в среде физического вакуума, взаимодействие его с покоящимися телами и зарядами уменьшается за счет деформации в физическом вакууме их собственных полей, в результате для эквивалентного отклонения этих тел и зарядов требуются уже более сильные воздействующие поля, что приводит к кажущему-

муся эффекту увеличения их массы. Если в рамках общепринятых релятивистских представлений действие силы на массу отражается известной релятивистской функциональной зависимостью вида

$$F = \left(\frac{m_0}{\sqrt{1 - V^2/C^2}} \right) w, \quad (33)$$

то для отражения действительного физического процесса взаимодействия движущейся в среде физического вакуума массы m_0 достаточно переместить радикал с правой части в левую:

$$F \sqrt{1 - V^2/C^2} = m_0 w. \quad (34)$$

Вполне естественно, равенство правой части левой при этом не изменится, однако физический смысл равенства оказывается уже существенно отличным. При движении тела массой m_0 в среде физического вакуума в реальной действительности изменяется не его масса m_0 , а сила F взаимодействия этого тела с воздействующими на него полями. Как было показано выше, деформация электрического поля движущегося в среде физического вакуума электрического заряда уменьшает силу взаимодействия его с покоящимися полями как раз на величину знаменитого радикала $\sqrt{1 - V^2/C^2}$. А если движутся два взаимодействующих электрических заряда, то с учетом деформации их электрических полей сразу же устанавливается полная и реально регистрируемая сила взаимодействия между ними (что весьма показательно!!!), без учета существования так называемых магнитных полей движущегося заряда [30, 31]. Из представленного выше становится теперь очевидным, что понятие "магнитного поля" было введено в физику в результате отсутствия достаточно полного физического представления о статических и динамических электрических полях, как об этом предупреждал ещё Ампер в своем прозорливом предвидении. Что электрическое поле движущегося электрического заряда должно существенно отличаться от электрического поля покоящегося заряда, в электродинамике, в общем, известно, когда находятся запаздывающие потенциалы электрического поля этого заряда. Однако, когда определяются силы взаимодействия между движущимися зарядами, то почему-то о деформации их электрических полей уже забывают. Поразительным является то, что за длительный период своего развития в электродинамике накоплено уже значительное количество подобных взаимоисключающих результатов, которые требуют своего обязательного обобщения. Процесс взаимодействия движущихся в среде физического вакуума электрических зарядов затрагивает собой целый ряд совершенно но-

вых фундаментальных явлений, которые были скрыты ранее за укоренившейся догмой «**увеличивающейся массы**», о чём будет сказано еще ниже.

Вопреки общепринятым представлениям об относительности электромагнитных явлений, два покоящихся в лабораторной системе отсчета (на поверхности массивного гравитирующего тела Земли) электрических заряда не приобретают сил магнитного взаимодействия между собой, если их рассматривать из любой движущейся относительно поверхности Земли системы отсчета. Вне зависимости от того, из какой движущейся относительно поверхности Земли системы отсчета рассматриваются покоящиеся относительно поверхности Земли электрические заряды, сила кулоновского электрического взаимодействия между ними остается неизменной. С другой стороны, как известно, два электрических заряда, движущиеся относительно поверхности массивного гравитирующего тела Земли (в лабораторной системе отсчета), испытывают между собой тривиальные силы магнитного взаимодействия, однако эти силы магнитного взаимодействия, вопреки общепринятым представлениям, остаются неизменными даже в системе отсчета, связанной с самими движущимися электрическими зарядами. Данные общие теоретические выводы нашли себе и прямое экспериментальное подтверждение в реальных электродинамических устройствах [72–74].

“...В истории человечества (если посмотреть на нее, скажем, через десять тысяч лет) самым значительным событием XIX столетия, несомненно, будет открытие Максвеллом законов электромагнетизма. На фоне этого важного научного открытия гражданская война в Америке в том же десятилетии будет выглядеть мелким провинциальным происшествием”

Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, кн. 5. – М.: Мир, 1977. – С. 27.

9. Известные ПАРАДОКСЫ в ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ и их РАЗРЕШЕНИЕ

За длительный период овладения человечеством законов электромагнетизма, в электродинамике накопилось огромное количество различных каких-то не объяснимых, странных, парадоксальных электромагнитных явлений, многим из которых даже дано уже собственное название – парадокс униполярной индукции, парадокс трансформатора, парадокс рельсотронных генераторов, парадокс Геринга, секреты униполярного двигателя и т.д. В электродинамике известны различные действующие устройства и электромагнитные системы, работа которых до настоящего времени не имеет физического объяснения. Причем, большинство парадоксов в реальных

электромагнитных системах связано, прежде всего, с грубейшим нарушением в электродинамике элементарных законов механики – отсутствием равенства между силами действия и противодействия во взаимодействиях почти любых практически используемых токовых систем. И главная причина парадоксальности современной электромагнитной теории заключается в том, что предложенная в свое время Максвеллом система уравнений электродинамики не является полной и не применимой для незамкнутых токов и отрезков тока, о чем предупреждал сам автор этих уравнений. И только проведенными в 1970-х годах теоретическими исследованиями было, наконец, обнаружено [1,30,31,55,88], что в электродинамике существует еще один вид неизвестного ранее в науке магнитного поля – скалярного магнитного поля и еще один вид магнитного взаимодействия - продольного магнитного взаимодействия. Именно причинами игнорирования существования в электродинамике двух типов магнитных полей непосредственно связано существование в электромагнитных явлениях парадокса с нарушением третьего закона механики как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. При детальном анализе одного из таких устройств еще Ампером были сделаны смелые выводы о необходимости существования еще одного вида продольного магнитного взаимодействия, которое легко устранило выявившиеся в эксперименте противоречия с законами механики. Однако на фоне общего признания и триумфа уравнений Максвелла, общего теоретического анализа данных эффектов ни самим Ампером, ни его последователями проведено не было.

Известно, что поле векторного потенциала движущегося электрического заряда является сферически симметричной функцией. Определяя только одну пространственную производную поля векторного потенциала $\text{rot } \mathbf{A}$, непосредственно расчетами устанавливаем существование в пространстве около движущегося заряда известного ранее в науке векторного магнитного поля $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$, которое локализовано, в основном, в радиальном направлении от движущегося заряда. Однако в математике хорошо известно, что одна частная производная $\text{rot } \mathbf{A}$ вектора \mathbf{A} не определяет этот вектор полностью, пока не определена еще и вторая частная производная $\text{div } \mathbf{A}$. И как раз в случае незамкнутых токов, отдельных элементов тока и отдельных зарядов (сгустков зарядов ШМ) вторая частная производная оказывается не равной нулю $\text{div } \mathbf{A} = H_{\parallel} \neq 0$, и, более того, имеет размерность напряженности магнитного поля. Удивительным является то, что в физике об этом было, в общем, известно [32], однако для уравнений Максвелла это было не применимо, так как они были выведены только для описания одного магнитного поля $\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{H}$. Скалярное магнитное поле существенно отличается по своим свойствам от известного векторного магнитного поля. Если обыч-

ное векторное магнитное поле \mathbf{H}_\perp в пространстве около движущегося заряда распределено, в основном, в радиальном от движущегося заряда направлении, при равных нулю значениях по направлению движения заряда и против, то второе скалярное магнитное поле H_\parallel в пространстве около движущегося заряда распределено, в основном, по направлению движения заряда и против, т.е. в том направлении, где обычное векторное магнитное поле тождественно равно нулю. Другими словами, только одновременный учет существования векторного \mathbf{H}_\perp и скалярного H_\parallel магнитных полей дает, наконец, полное представление о магнитных свойствах движущегося заряда. До настоящего времени в физике не разрешен парадокс с нарушением третьего закона механики в магнитном взаимодействии двух движущихся перпендикулярно друг другу электрических зарядов. С учетом же скалярного магнитного поля теоретически и экспериментально установлено существование предсказанного еще Ампером явления продольного магнитного взаимодействия движущегося заряда (тока), при этом все основные парадоксальные ситуации в электродинамике с нарушением законов механики легко снимаются.

Экспериментально установлено [30, 31] существенное отличие и физических свойств скалярного магнитного поля от известного векторного магнитного поля. Если обычное магнитное поле притягивает ферромагнитные материалы, то скалярное магнитное поле ферромагнитные материалы уже не притягивает, однако от переменных скалярных магнитных полей эффекты электромагнитной индукции схожи с эффектами индукции от известных векторных магнитных полей. Именно отсутствием взаимодействия скалярного магнитного поля с ферромагнитными материалами можно объяснить тот факт, что в многочисленных экспериментах Фарадея по регистрации магнитного поля **железными опилками** скалярное магнитное поле им не было обнаружено.

Удивительная парадоксальность современной электродинамики заключается в том, что даже в рамках известного и общепринятого формализма, в теоретическом плане, легко можно получить существенно отличающиеся друг от друга результаты для одного и того же случая магнитного взаимодействия реальных токовых систем [30]. Однако даже такие факты не могли поколебать незыблемые устои электродинамики, так как слишком инертным оказалось мышление ученых, старательно оберегающих устоявшиеся уже к тому времени взгляды. Например, магнитное взаимодействие двух движущихся по одной прямой электрических зарядов, с одной стороны, полностью отрицается в рамках лоренцевских представлений, между тем как расчетами энергии магнитного взаимодействия этих же зарядов с помощью другой известной в электродинамике формулы для энергии магнит-

ных полей легко устанавливается не равная нулю энергия магнитного взаимодействия между этими зарядами и существование между ними силы продольного магнитного притяжения. Еще более удивительно, что точно такой же вывод о существовании между движущимися по одной прямой зарядами не равной нулю продольной силы магнитного взаимодействия легко устанавливается и из другого, также известного в электродинамике формализма – поля векторного потенциала, однако количественная величина силы продольного притяжения зарядов друг к другу в этом случае оказывается еще больше. Такая же большая сила продольного магнитного взаимодействия устанавливается и в рамках, опять же, известного в электродинамике формализма вихревых электрических полей движущихся по одной прямой электрических зарядов. Аналогичные противоречия при расчетах магнитных сил взаимодействия обнаруживаются даже при рассмотрении простейшего случая взаимодействия параллельных элементов тока и т.д.

Насколько ограничены были наши теоретические традиционные представления о законах электромагнетизма, можно показать на примере расчета сил магнитного взаимодействия, например, элемента прямолинейного проводника с током ротора с линейными участками проводника с током статорной обмотки в обычных повседневно используемых электродвигателях. Элементарные расчеты показывают, что со стороны токов четырех сторон статорной обмотки на линейный ток в якорном проводнике действуют четыре не равные нулю силы, создавая суммарный врачающийся эффект. Однако, если в рамках известных общепринятых представлений, определить все магнитные силы, действующие со стороны тока линейного проводника якоря на четыре стороны проводника статорной обмотки, то неожиданно обнаружим, что на статорную обмотку действуют только две силы реакции только на параллельные участки проводников статора, между тем как на перпендикулярные стороны стартера действуют симметричные сжимающие или растягивающие усилия, которые полностью компенсируются жесткой конструкцией статорной обмотки. В результате суммарный врачающийся эффект якоря и суммарная реакция статора оказываются не равными друг другу. Согласно известным представлениям, почти во всех электродвигателях, которыми пользуется человечество, грубейшим образом нарушаются элементарные законы механики, но почему-то никого это не беспокоило и, что весьма удивительно, никто этого просто не замечал. **Просто поразительно, как это все могло сосуществовать в считающемся в настоящее время стройным и законченным здании науки об электромагнетизме!!!!** Становится очевидным, до какой степени формальными и абстрактными стали наши научные представления о законах электродинамики, если

явные физические эффекты оказываются полностью завуалированными по-всеместно пропагандируемым математическим формализмом.

10. Экспериментальные подтверждения существования скалярного магнитного поля

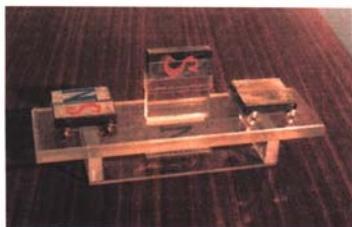
Впервые регистрацию физических свойств поля векторного потенциала \mathbf{A} в случаях $\text{rot } \mathbf{A} = 0$, но при $\text{div } \mathbf{A} \neq 0$ (т.е. в случаях не равного нулю скалярного магнитного поля $H_{\parallel}!!!$) удалось осуществить в 1956 г. в эксперименте Ааронова–Бома [35]. Более точный прецизионный эксперимент был осуществлен в 1982 г. японскими физиками, значительные положительные результаты которого убедительно доказывают, что поле векторного потенциала \mathbf{A} действительно является однозначной физической величиной. Однако интерпретация положительных результатов опыта Ааронова–Бома основывалась на допущении, что это явление относится к разряду чисто квантовых эффектов. Между тем как аналогичными же экспериментами с намагниченными тороидами [30, 31], но по оси которых вместо свободных электронов помещались подвижные проводники с током, было показано, что на подвижные проводники действуют тривиальные продольные магнитные силы взаимодействия и данное явление является обычным классическим эффектом. Интересно отметить, что еще 1961 г., не имея дос足очных фундаментальных обоснований существования в пространстве около токового тороида биологически активного скалярного магнитного поля и даже не предполагая, что это поле вообще является по природе своей каким-то новым магнитным полем, суперэкстрасенситетив Болотов Б.В. своим сверхчувствительным восприятием обнаружил это поле и впервые назвал его биополем в связи с его большой биологической активностью. Болотов Б.В. полагал, что в пространстве около токового тороида, помимо обычного магнитного поля внутри тороида, индуцируется еще какая-то деформация эфира вакуумного пространства [95]. То что еще в свое время Болотов Б.В. был очень близок к пониманию действительной какой-то магнитной природы поля токового тороида (хотя сам он называл его «неэлектромагнитный агент магнитного поля в торообразных магнитных сердечниках»), видно из того, что в 1961 г. им был поставлен эксперимент с пучком электронов, пропущенных через отверстие тороидальной обмотки, которым действительно было обнаружено существование какого-то нового физического поля. На горловину электронно-лучевой трубки осциллографа Болотов Б.В. надел кольцевой электромагнит с тороидальной катушкой с тщательно заэкранирован-

ными от магнитных потоков рассеивания магнитными экранами. На экране лучевой трубы осциллографа было заметно различное поведение электронного пучка при прохождении его через отверстие тора намагниченного электромагнита или полностью размагниченного.

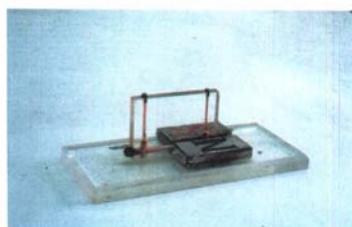
Как будет показано ниже, с учетом существования скалярного магнитного поля и явления продольного магнитного взаимодействия, совершенно иную интерпретацию получает общепринятая в физике концепция дуализма «частица-волн» и волн де-Бройля.

Наличие продольных сил магнитного взаимодействия движущихся по оси тороида электронов с полем векторного потенциала было обнаружено в опытах А. Солунина (г. Иваново) [44]. В опытах Грано [36] было обнаружено движение медного проводника вдоль направления тока в нем. Существование явления движения проводника вдоль направления тока в нем подтверждено в экспериментах В. Околотина и Д. Румянцева [37]. При исследовании магнитного взаимодействия тороидальных обмоток с током Н.А. Вертиным (г. Усолье-Сибирское) [51] было обнаружено взаимодействие между собой двух расположенных на одной оси тороидов в их полях векторного потенциала, что подтверждало существование взаимодействия скалярных магнитных полей друг с другом. Существование большого количества странных взаимодействий проводников с током обнаружено в многочисленных опытах Р. Сигалова [33], непротиворечивая интерпретация которых оказывается возможной только при допущении существования явления продольного магнитного взаимодействия. Многочисленные эксперименты по движению проводника вдоль направления тока в скалярных магнитных полях от других проводников и контуров с током, вращение кольцевых дуг и кольцевого проводника с током вдоль направления тока в нем, действующие модели униполярного генератора и мотора на скалярных магнитных полях и другие устройства описаны в монографии [30, 31]. Получено экспериментальное подтверждение существования продольных электромагнитных волн [53, 75, 93] при изменении переменных скалярных магнитных полей и возможности практического использования продольных электромагнитных волн для осуществления специальной радиосвязи. Показано существование явления индукции тока в проводниках при изменении около них скалярных магнитных полей [30, 31]. Зарегистрировано более десятка авторских свидетельств на устройства [72, 73, 76–86] и поданы две заявки на открытия [87, 88]. Подготовлены десятки учебных наглядных пособий по новым неизвестным ранее в науке магнитным явлениям со скалярными магнитными полями (ниже прилагается рекламный проспект по учебным наглядным пособиям для школ и вузов).

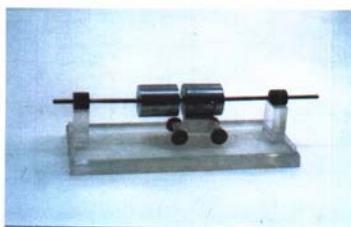
**Учебные наглядные пособия
для школ и ВУЗов
по неизвестным ранее в науке магнитным
и электромагнитным явлениям.**



Демонстрация сил притяжения
скалярного магнитного поля



Демонстрация явления продольного
магнитного взаимодействия



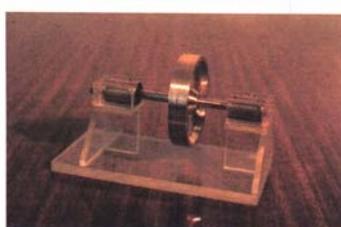
Взаимодействия токовых троидов



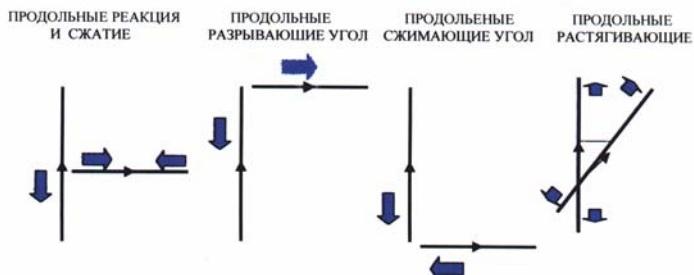
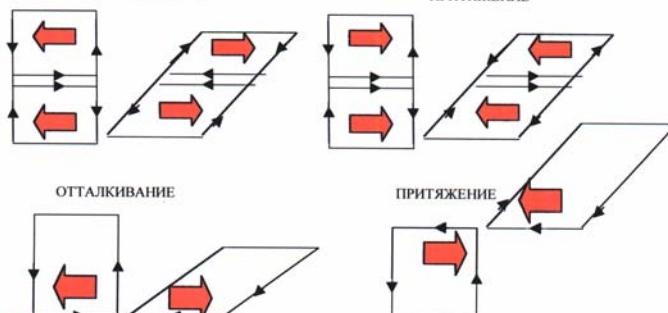
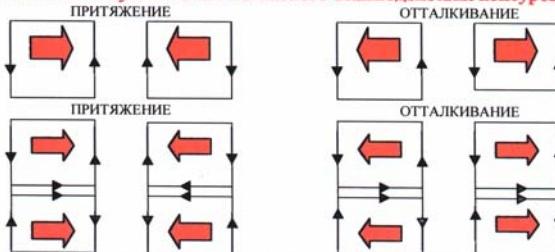
Демонстрация магнитной
потенциальной ямы



Продольные электромагнитные волны



Демонстрационный магнитный подвес

1. Неизвестные в науке явления магнитного взаимодействия отрезков тока.**2. Неизвестные в науке явления магнитного взаимодействия контуров тока.****3. Известные в науке явления магнитного взаимодействия контуров тока.**

АОЗТ "НПЦ НЭД"
634050, г. Томск, пр. Ленина, 2а,
ИНИ 7000000130, Р.С. 40702, 810006290000464, в оба.
Томск-ПромСтройбанк, к/с 3010181050000000728,
Россия по Томской обл.,
тел. 48-15-53, факс. (382-2) 41-87-95

Директор НПЦ НЭД
научный руководитель ИНОКР
Николаев Геннадий Васильевич

634054, г. Томск, ул. Кулева 25/25ТРКЦ ГУ ЦБ
дом. тел/факс. 41-87-95
nikolaev@mail.tomsknet.ru ncned@mail.tomsknet.ru

11. Электромагнитная масса электрона и ограниченность известного фундаментального принципа эквивалентности

Еще более серьезные изменения в фундаментальной физике ожидаются при рассмотрении электромагнитных свойств электронов и позитронов и их энергетических характеристик, цельность структуры которых, с учетом существования у них еще скалярных магнитных полей, приобретает уже более законченный вид. Выше, при анализе философского и физического содержания понятия массы, уже отмечалось исключительное значение именно инерционных электромагнитных свойств электрических зарядов в понимании действительной природы инерции материальных тел. Еще в начале XX века в физике была известна парадоксальная ситуация с кинетической и магнитной энергией движущегося заряда электрона, которая остается не разрешенной вплоть до настоящего времени и которая непосредственно связана с понятиями гравитационной и инерционной массы тела. Парадокс этот заключается в том [1,30,31,55], как также отмечалось уже выше, что при ускорении электрона до скорости V получаемая им кинетическая энергия оказывается тождественно равной работе, затраченной на ускорение этого электрона. Но у движущегося электрона появляется еще энергия магнитного поля, равная $2/3$ его полной кинетической энергии, на образование которой, вроде бы, энергии вообще не затрачивалось. Для выхода из этого противоречия было допущено, что энергия магнитного поля является составной частью его кинетической энергии и что кинетическая энергия электрона только на $2/3$ является электромагнитной, а на $1/3$ – механической. Однако это допущение противоречило концепции единства структуры электрона, поэтому Френкелем было предложено в свое время допущение [34], что не часть, а вся кинетическая энергия электрона полностью электромагнитного происхождения. Но долгие попытки найти соответствующую эквивалентность энергии магнитного поля электрона его кинетической энергии остались безуспешными. И только лишь с учетом новых представлений о существовании у электрона еще скалярного магнитного поля было установлено, что суммарная энергия двух типов магнитных полей электрона оказалась как раз тождественно равной кинетической энергии электрона. В свою очередь, это привело к установлению еще более фундаментального вывода, что вся кинетическая энергия электрона полностью электромагнитного про-

исходения и что электрон (а также позитрон) вообще не имеет гравитационных свойств [11,89,90]. Имея не равную нулю инерционную электромагнитную массу, электрон и позитрон не имеют собственной гравитационной массы, что, в свою очередь, ставит под сомнение уже **фундаментальность принципа эквивалентности**. Теоретически было предсказано и показано расчетами [11,30,31,55], что при значительных концентрациях электронов, например, в кристаллической решетке проводника, как об этом говорилось выше, инерционная электромагнитная масса одного электрона может превосходить известную массу покоя электрона более чем на 10^{14} раз, т.е. один электрон по своей массе оказывается сравним с массой порядка 10^7 протонов. Удивительно, что это можно было установить и значительно раньше простыми расчетами, если посчитать энергию какого-либо соленоида с током и разделить ее на все электроны проводимости этого соленоида. Дело в том, что вся энергия магнитного поля соленоида обусловлена только поступательным движением всех электронов проводимости проводника соленоида. В результате этих простых расчетов неожиданно будет установлено, что на один движущийся с малой скоростью электрон проводимости приходится фантастическая энергия, объяснить которую можно только наличием у электрона такой же фантастической инерционной массы. Причем такая значительная электромагнитная инерционная масса одного электрона проводимости проводника обусловлена, прежде всего, его суммарной энергией взаимодействия со всеми другими электронами проводимости проводника. Суммарная же электромагнитная инерционная масса всех электронов проводимости соленоида оказывается также фантастической, на много порядков превышающей гравитационную массу всего соленоида в целом, что реально подтверждает существенную ограниченность известного **фундаментального принципа эквивалентности** гравитационной и инерционной масс.

Выше уже отмечалось, что с введением в физику понятия электромагнитной инерционной массы нарушение принципа эквивалентности стало, с физической точки зрения, очевидным. Дело все в том, что гравитационная механическая масса и ее инерционные свойства являются линейной функцией от количества частиц, между тем как инерционная электромагнитная масса является уже нелинейной функцией от количества частиц, приближаясь в пределе к квадратичной функции. Вполне естественно, что для реальных сред, имеющих значительно большую плотность заряженных частиц, электромагнитная инерционная масса их может уже на десятки порядков отличаться от механической гравитационной массы, что может привести к проявлению в подобных заряженных средах некоторых гигантских физических эффектов при определенных их состояниях [55].

12. В природе НЕТ явления АННИГИЛЯЦИЯ МАТЕРИИ и превращения ее в энергию!

Для иллюстрации причин возникновения серьезной кризисной ситуации в современной фундаментальной физике рассмотрим еще ряд других основополагающих фундаментальных концепций, основанных на некоторых устоявшихся общепринятых в физике догмах. Речь идет, прежде всего, об известном фундаментальном соотношении $E = mc^2$, трактуемого как обще принятное представление о взаимосвязи и взаимопревращаемости материи и энергии.

В рамках известных представлений общепринято считать, что при аннигилиации электрона и позитрона, имеющих до аннигиляции энергию покоя по 511 кэВ на каждую частицу, образующиеся после аннигиляции двух материальных частиц два γ -кванта имеют энергию также по 511 кэВ, что интерпретируется как доказательство перехода реально ощущимой материи элементарных частиц в некую материальную сущность образующихся двух γ -квантов. Сами материальные частицы, имеющие не равную нулю массу покоя, при этом полностью исчезают, превращаясь в обычную энергию двух γ -квантов с не равной нулю «массой движения». То есть, по современным представлениям в чистом виде реализуется эффект взаимопревращения реальной ощущаемой физически материи в энергию электромагнитного поля. Кроме того, при взаимодействии двух γ -квантов соответствующей энергии вблизи ядер наблюдается и обратный процесс фоторождения двух частиц – электрона и позитрона. Такова примерно законченная общепринятая интерпретация явления аннигиляции электрона и позитрона и взаимопревращения материи и энергии. Причем в энергетическом плане процесс аннигиляции частиц и фоторождения действительно полностью соответствует фундаментальному соотношению вида $E = mc^2$. Казалось бы, явлению аннигиляции частиц дано достаточно полное теоретическое обоснование в физике, и так оно и считалось на протяжении почти всего XX века. Однако удивительная парадоксальность наших знаний об окружающем нас мире заключается еще в том, что некоторые догмы, высказанные видными авторами, в какой-то степени парализуют процесс творческого мышления у других авторов. Когда дана общая физическая интерпретация явлению аннигиляции частиц и фоторождению, полностью согласующейся с общим теоретическим расчетом в рамках известного соотношения $E = mc^2$, то, вроде бы, отпадает и необходимость более детального анализа этого явления и общего

сопоставительного анализа его с известными другими явлениями. Однако, вопреки устоявшимся догмам, попробуем сопоставить данное явление с другим, объективно реально существующим, давно известным и досконально изученным явлением тормозного излучения при ударе ускоренной частицы электрона о мишень. Причем в эксперименте по тормозному излучению все поддается экспериментальному контролю. Энергия, получаемая, например, ускоряемым электроном, легко определяется разностью потенциала U на ускоряющем промежутке в виде выражения $E = Ue$. Энергия образующегося тормозного излучения γ -кванта, равная кинетической энергии $W_R = mV^2/2$ ускоренной частицы, регистрируется прибором. Но в этом понятном физическом процессе, естественно, никто не допускает, что после торможения (столкновения, остановки) и излучения полученной кинетической энергии $W_R = mV^2/2$ сам электрон как материальная частица исчезает полностью. Подтверждением того факта, что сам электрон после торможения не исчезает, служит легко регистрируемое явление появления на мишени эквивалентного электрического заряда.

Если же теперь обратиться к более детальному физическому процессу явления аннигиляции частиц электрона и позитрона, то расчеты показывают, что две частицы – электрон и позитрон – на расстоянии $R \gg r_0$, где r_0 – классический радиус электрона (расстояние R можно взять равным, например, межатомному расстоянию или даже меньше), действительно имеют суммарную энергию покоя $W_{\text{п}} = 2 \cdot 511$ кэВ. Но предоставленные самим себе (допускаем отсутствие любых возмущений) электрон и позитрон под действием собственных электрических полей будут стремиться притянуться друг к другу. При этом простые расчеты показывают, что при падении их друг на друга до полного столкновения и остановки каждая из частиц ускоряется и приобретает дополнительную кинетическую энергию W_k по 511 кэВ каждая, помимо имеющейся у них по 511 кэВ внутренней энергии покоя $W_{\text{п}}$. При «ударе» и торможении ускоренных частиц происходит известный в физике процесс тормозного излучения двух γ -квантов с энергией по 511 кэВ, тождественно равной кинетической энергии частиц W_k , между тем как сами материальные частицы электрон и позитрон с суммарной их внутренней энергией покоя $W_{\text{п}}$ по 511 кэВ не исчезают полностью с превращением в эфемерную материальность γ -квантов, как это принято считать в настоящее время, а превращаются в дискретные нейтральные элементы уже материальной среды физического вакуума или «виртуальные пары электрон-позитрон». Однако общепринятое понятие «виртуальной пары», имеющей в действительности постоянную (а не виртуальную!!!) внутреннюю энергию

покоя по 511 кэВ на каждую частицу пары, также нуждается теперь в серье-
зной корректировке и уточнении, которые могут быть установлены при
дальнейших целенаправленных экспериментальных исследованиях свойств
уже самой среды физического вакуума. Как видим, устоявшиеся и обще-
принятые представления в современной физике в этом вопросе при учете
реальности существования среды физического вакуума нуждаются в суще-
ственном видоизменении.

13. В природе НЕТ явления ИСКРИВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВА!

В определенной непосредственной связи с описанным выше явлением находится еще один «фундаментальный» вывод современной физики, конкретно общей теории относительности А. Эйнштейна – об искривлении пространства вблизи массивных гравитирующих тел, подтверждением чему якобы служит явление искривление лучей света около Солнца [2]. Согласно предсказаниям А. Эйнштейна, искривление луча света около Солнца прямо пропорционально массе Солнца и обратно пропорционально радиусу до точки наблюдения, причем отклонение луча света должно происходить строго по радиусу от Солнца. Никакой физики причин искривления пространства не предлагается, тем более нет никакой физики объяснения причин, почему свет по искривленному пространству должен двигаться по кривой линии. Просто теория утверждает, что пространство как-то искривлено, а следовательно, поэтому и луч света должен двигаться по кривой линии. Однако следует отметить, согласно предсказаниям А. Эйнштейна, угол отклонения луча света около Солнца на заданном расстоянии от светила должен оставаться всегда величиной практически постоянной, так как массу Солнца можно считать практически неизменной. В действительности же (к сожалению, об этом мало пишут) собранные за разные годы данные наблюдений по отклонению луча света около Солнца показывают, что действительная величина отклонения луча света около Солнца не является величиной постоянной и изменяется от значения, в два раза меньшего, до значения, в два раза большего, чем предсказывалось А. Эйнштейном [2].

При учете же реальности существования около Солнца увлекаемой им среды физического вакуума, которая является носителем для электромагнитных волн и света, физические процессы около Солнца оказываются значительно сложнее.

Процесс аннигиляции реального вещества внутри Солнца и появление нового вещества среды физического вакуума, о чём говорилось выше, приводят к образованию мощного потока среды физического вакуума из недр

Солнца. Учитывая наличие градиента скоростей в среде физического вакуума вблизи Солнца, согласно известной в физике теории aberrации света

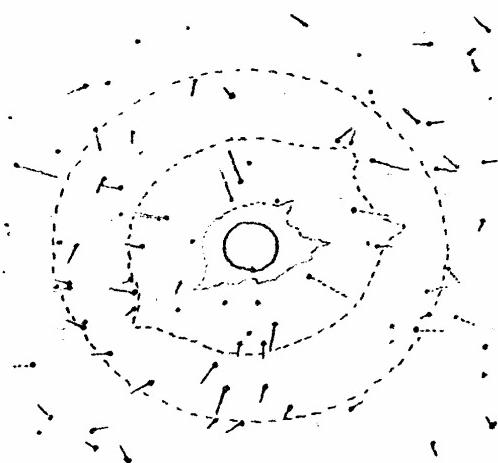
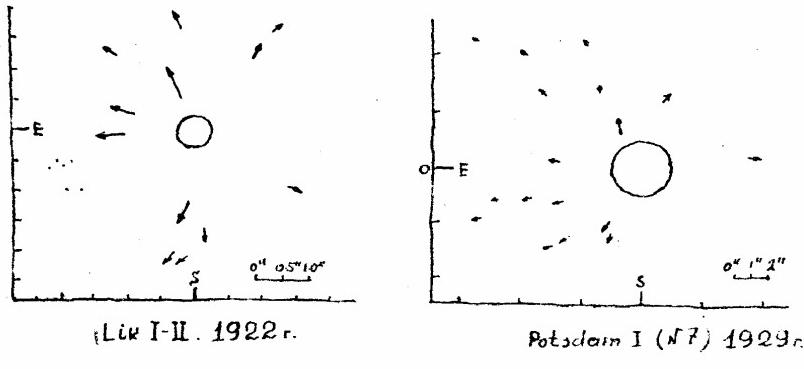


Рис. 66

Стокса, луч света должен претерпевать естественное отклонение около Солнца. Однако, так как Солнце вращается, то истекающие из Солнца потоки вакуумной среды искривляют свою траекторию по мере удаления от

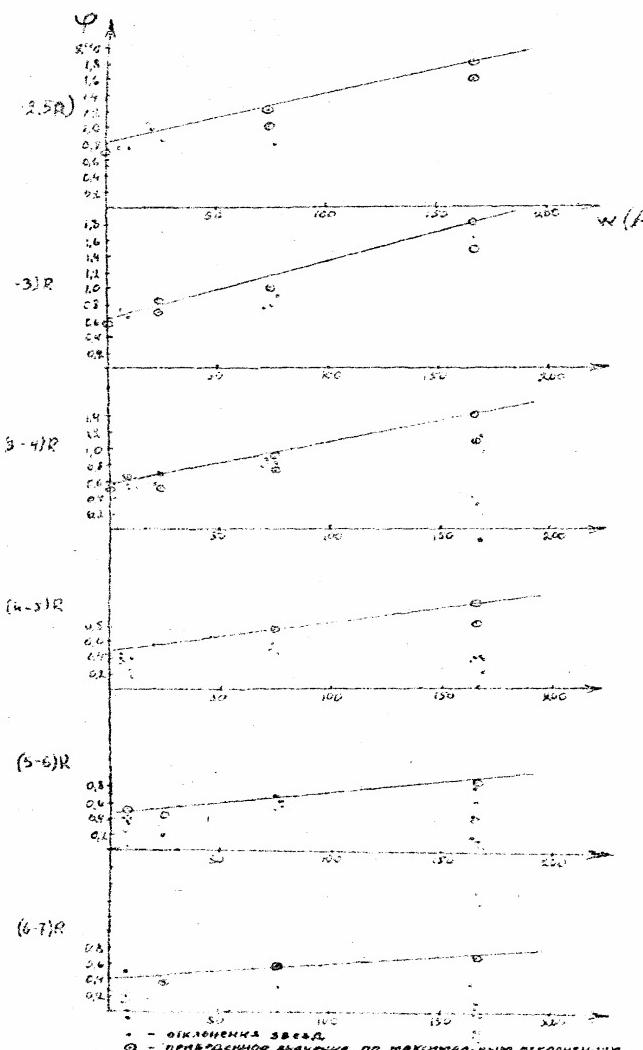


Рис. 67

Солнца и имеют вид спиральных струй. Поэтому вблизи Солнца луч света от звезд должен отклоняться не по радиусу, как это полагается в настоящее время, а по спиралевидным линиям с некоторыми эффектами цилиндрической симметрии из-за наклона оси вращения Солнца к эклиптике. Но самый важный физический процесс, который должен отразиться на явлении отклонения луча света около Солнца, это 11-летний период активности Солнца. В максимуме активности Солнца должен наблюдаться максимум и в отклонении луча света около Солнца. Собранные экспериментальные данные подтвердили полную корреляцию угла φ отклонения луча света около Солнца от его активности $W(A)$ [2, 94] и, кроме того, обнаружена явная нерадиальность отклонения лучей света около Солнца. Как видим, явление отклонения лучей света около Солнца оказалось намного сложнее, но, с физической точки зрения, более понятным и раскрывающим многие реально происходящие на Солнце физические процессы, о которых теория «искривления пространства» просто умалчивала. Согласно ОТО, метрика пространства вблизи гравитирующих тел просто искривлена, поэтому и вследствие этого луч света в этом кривом пространстве искривляет свою траекторию. Никакого более глубокого понимания физической сущности явления искривления луча света при этом просто не требуется. Пространство кривое, поэтому и луч кривой. С позиций же объективной оценки данного явления никакого искривления пространства нет, но зато учитываются все реально существующие материальные потоки и процессы около Солнца, при взаимодействии с которыми луча света, последний искривляет свою траекторию. Как видно, разница в понимании физической сущности явления при разных подходах оказывается весьма существенной.

14. В природе нет явления дуализма «ВОЛНА-ЧАСТИЦА»!

Рассмотрим еще одну популярную в физике догму о дуализме «частица-волна». Не вдаваясь в предысторию появления этого понятия, можно отметить, что результатами экспериментальных исследований с движущимися элементарными частицами установлено, что любая частица проявляет себя и как материальная частица, и как электромагнитная волна (дифракция электронов). На основании этого было допущено, что любая элементарная частица может рассматриваться одновременно и как частица и как волна. Однако, если основываться на принятой в физике концепции простейшей модели вакуумной среды, состоящей из виртуальных электронно-позит-

ронных пар, т.е. среды с явно зарядовой структурой, а также основываясь на аналогии общих физических свойств любой материальной среды (в любых материальных средах имеют место схожие волновые процессы и явления), то естественно было бы допустить, что при движении любой материальной частицы в электромагнитной среде физического вакуума должны наблюдаться тривиальные и присущие любым материальным средам эффекты взаимодействия движущейся частички со средой и появлению динамических эффектов генерации волн. Например, при движении тела в воде генерируются тривиальные водяные волны, хотя никаких специальных вибрирующих движений тело не совершает. Применительно к газовой материальной среде в газодинамике известно явление аэродинамической генерации звука при движении материального тела в дискретной воздушной материальной среде. Свист при движении пули или снаряда в воздухе – это обычное явление аэродинамической генерации звука при взаимодействии движущейся пули или снаряда с материальной средой воздуха. Причем из газодинамики известно, что длина волны генерируемого звука при движении тела в воздухе определяется зависимостью вида

$$\lambda_A = \frac{Ac}{Vd}, \quad (35)$$

где Ac – число Струхала – газодинамическая постоянная для воздуха; V – скорость движения тела относительно воздушной среды; d – поперечные размеры тела.

Удивительным является то, что при движении элементарной частицы в существенно отличной от воздуха среде физического вакуума, за счет эффектов взаимодействия движущейся частицы с вакуумной средой, явление генерации волн де-Броイラ определяется примерно точно такой же функциональной зависимостью

$$\lambda_B = \frac{\hbar}{Vm}, \quad (36)$$

где \hbar – постоянная Планка для вакуумной среды; V – скорость частицы относительно среды физического вакуума; m – масса движущейся частицы.

Незначительное отличие в параметрах обусловлено, естественно, существенным отличием свойств дискретной воздушной материальной среды от более тонкой, также дискретной электромагнитной вакуумной среды. Как видим, записи выражения для длины волн, генерируемых как в воздушной среде, так и в вакуумной среде, по физической своей сущности практически совершенно идентичны, что говорит о близкой аналогии природы этих явлений.

Для большей убедительности автором еще в 1967–68 гг. были поставлены демонстрационные эксперименты по ожидаемому наблюдению явле-

ния «дифракции» и «дифракционных колец» на экране при прохождении пуль через малые отверстия в обычном окружающем нас воздухе, то есть решено было показать, что пуля тоже может вести себя как «*волна*», но уже не электромагнитная, а звуковая. Чтобы исключить влияние дополнительных эффектов, которые могут иметь место при больших скоростях, для экспериментов использовалось воздушное ружье со скоростью пули не более 100 м/с. Не останавливаясь на трудностях эксперимента, связанных с пристреливанием пуль через малое отверстие диаметром 1 см на расстоянии 3-х метров до мишени, при более чем 200 попыток было набрано порядка 30 точек на экране за мишенью, расположенным от мишени на расстоянии 5 м. В результате эксперимента было обнаружено, что вокруг геометрической проекции отверстия мишени на экран отметки пуль выстраивались с заметной кольцевой дискретностью вокруг центра в тех местах, куда пуля по прямой линии попасть явно не может. Конечно, желательно было бы проведение этого эксперимента в специальных лабораторных условиях, а не на чердаке дома, как это было реализовано в свое время автором. Но и этого результата вместе с общими начальными теоретическими выводами оказалось вполне достаточно, чтобы утверждать, что явление генерации движущейся элементарной частицей электромагнитных волн де-Броиля является не следствием того, что частица каким-то образом является одновременно и волной и частицей, а представляет собой обычный эффект генерации волн при движении частицы в материальной среде физического вакуума. Физика же взаимодействия генерируемых частицей волн с границами щели или отверстия мишени легко поддается теперь обычному физическому пониманию и теоретическому анализу. При несовпадении оси симметрии отверстия с направлением движения частицы генерируемые ей волны быстрее доходят до ближайшей границы отверстия и, отражаясь от нее, возвращаются вновь к частице, производя на нее пондеромоторное отклоняющее воздействие в направлении к центру отверстия, что приводит в дальнейшем к смещению направления траектории её движения уже за отверстием мишени и созданию структуры дифракционных колец.

Следовательно, если просто основываться на укоренившихся общепринятых концепциях дуализма «частица-волна», то мы практически лишаем себя возможности понять действительную физику взаимодействия движущейся частицы со средой физического вакуума и границами отверстия. Учет же реальных физических свойств вакуумной среды вынуждает нас отказаться от заведомо ограниченной и ошибочной концепции дуализма «частица-волна», которая просто исключает необходимость постановки вопроса о природе образования волн де-Броиля у движущейся частицы и физики взаимодействия генерируемых частицей волн с границами мишени.

Это еще один из наглядных примеров, когда навязанное офизичивание исходных понятий в теории приводит к грубым искажениям реальной действительности и насаждению в физике далеких от науки и явно ошибочных догм.

С учетом новых знаний о свойствах среды физического вакуума и взаимодействия с ней материальных частиц, приходится отказываться от искусственно вводимых в физику догм, существенно исказжающих физику действительных процессов взаимодействия движущихся заряженных частиц со средой физического вакуума. Для углубления же понимания действительной природы волн де-Бройля, с учетом новых представлений о полных магнитных свойствах движущихся зарядов и существования явления продольного магнитного взаимодействия, оказывается необходимым существенно видоизменить общепринятое понимание «квантовых» результатов опытов Ааронова–Бома. При движении электрона в среде физического вакуума в поле векторного потенциала \mathbf{A} ($\text{rot } \mathbf{A} \equiv 0$) происходит обычный эффект электродинамической генерации волн де-Бройля и появление волновых эффектов около движущегося заряда. При воздействии же скалярных магнитных полей (или поля векторного потенциала) на движущийся, например, по оси намагниченного тороида и вне его заряд электрона изменяется скорость движения этих зарядов за счет появления сил продольного магнитного взаимодействия с этими полями, следствием чего является уже и изменение генерируемых движущимися зарядами длин волн де-Бройля и их последующей интерференции, что экспериментально и регистрируется. Изменение же скоростей движения электрона в полях токового тороида экспериментально подтверждено в опытах Б.В. Болотова, А.М. Солунина, Г.В. Николаева

15. В природе НЕТ никаких «ТОРСИОННЫХ ПОЛЕЙ»!

В последнее время очень много говорят о торсионных полях, торсионных технологиях и о биологических эффектах торсионных полей. Описываются удивительные результаты экспериментов с торсионными полями, эффекты воздействия торсионных полей на физические свойства материалов, которые ранее считались просто невозможными. Сообщается о сногшибательных биологических эффектах торсионных полей и их удивительных лечебных свойствах, а также собственных торсионных полях человека и т.д. Причем все эти завораживающие новые понятия непосредственно свя-

зываются с неким универсальным «физическими вакуумом», с неким «НИЧТО». С одной стороны, это «НИЧТО», но, с другой стороны, это «НИЧТО» наделено огромными запасами внутренней энергии. Во многих теориях «физического вакуума» стараются не упоминать слово среда физического вакуума, так как сразу же она окажется в противоречии со многими известными фундаментальными принципами и постулатами авторитетных теорий (СТО, ОТО и т.д.). Поэтому авторами развиваются всевозможные теории «физического вакуума» без реальной среды физического вакуума. У истоков чисто теоретических работ по торсионным полям стоят ярые сторонники релятивистских концепций пустого пространства А. Эйнштейна, сторонники явно формально-математических методов в физике, которых придерживается в определенной степени и официальная академическая наука.

Концепция торсионного поля изначально связывалась с эффектом вращения любого материального тела, в пространстве около которого якобы возникает при этом торсионное поле (торс – вращение). Конечно, вращение тела мыслилось происходящим в пустом пространстве в «физическем вакууме» или в неком «НЕЧТО», но в котором, тем не менее, возникают эти самые торсионные поля, обладающие уже вполне реальными свойствами. Однако все попытки зарегистрировать эти самые «торсионные поля» прямыми методами до настоящего времени оказываются пока неудачными. В связи с этим в печати со стороны официальной академической науки появился уже ряд «разгромных» статей, объявляющих торсионное поле вообще лженаучным направлением. Официальные представления о релятивизме и пустом пространстве явились основой рождения теории о торсионных полях, однако когда стали появляться какие-то непонятные практические результаты, то известные теории торсионных полей оказались неспособными объяснить их и подтвердить прямыми приборными измерениями. Но если теории не способны подтвердить и объяснить свои же выводы, то для официальной науки такие теории относятся к разряду уже «лженаучных».

Как разобраться в создавшейся ситуации, когда, с одной стороны, в теории используются заведомо ошибочные исходные концепции и явно формальные допущения, а, с другой стороны, имеются определенные не совсем понятные практические эффекты? Тем не менее, принципиально новые физические концепции о свойствах реального пространства и учет электромагнитных свойств среды физического вакуума, локализованного вблизи поверхности массивного гравитирующего тела Земли, позволяют внести определенную ясность и уточнения в этой запутанной проблеме.

Прежде всего, исходная концепция появления каких-то «торсионных полей» вблизи любых вращающихся тел является, в основе своей, явно

ошибочной. Никаких «торсионных полей» вблизи вращающегося в среде физического вакуума материальных тел в действительности не появляется. Однако новые физические эффекты вблизи вращающихся в материальной среде физического вакуума тел действительно могут иметь место. Чтобы понять физику этого феномена, приведем наглядный пример с другой реальной материальной средой, например с воздухом. В реальных условиях воздушной среды вокруг покоящегося твердого тела в виде шара, на разных расстояниях от него, разместим на подвесе различные пробные тела из разных материалов. В состоянии покоя шара в воздушной среде, естественно, никаких заметных взаимодействий пробных тел с шаром не наблюдается (гравитационными взаимодействиями пренебрегаем). Но если шар привести в быстрое вращение, то через некоторое время практически все пробные тела придут в движение и покажут появление каких-то реальных сил, которые вблизи шара окажутся более заметными, но по мере удаления от шара эффект будет уменьшаться по определенному закону. Более того, все пробные тела на подвесе приобретают и определенное вращательное движение вокруг своей оси, совпадающей с осью вращения шара. Спрашивается, как наблюдатель должен описать эти действительно обнаруживаемые динамические эффекты вблизи вращающегося тела? Правильность описания физического эффекта в значительной степени будет определяться верностью и правильностью исходных физических концепций, постулатов, принципов, положенных в основу теоретических построений.

Если наблюдатель будет исходить из заведомо ошибочной концепции, что никакой материальной среды вблизи вращающегося шара в действительности не существует, то он вынужден будет признать, что в пространстве около вращающегося шара (в предполагаемой физической пустоте) появилось какое-то новое, ранее не регистрируемое «физическое поле», которому он решил даже дать вполне приемлемое название – **торсионное поле**. Из экспериментов наблюдатель определяет закономерности спада реально наблюдаемого физического эффекта от расстояния, вид функции взаимодействия и записывает (придумывает или подбирает!) окончательную **эмпирическую** формулу для нового вида **«фундаментального взаимодействия»**, обусловленного якобы реально появившегося в пустом пространстве некоего **торсионного поля**. При этом, естественно, никакого физического объяснения наблюдаемому явлению он дать не может. И особенно непонятным, с физической точки зрения, является вывод его теории, что в абсолютно пустом «НИЧТО» могут появляться какие-то реальные физические поля и реальные силы. Таков результат заведомо ошибочных исходных концепций, но зато очень простой и легкий способ введения (или рождения!!!) нового вида **«физического»** поля.

Однако, если наблюдатель-субъект – существо достаточно разумное и осознает реальную физическую ситуацию, что в пространстве около шара существует реальная материальная среда, обладающая рядом физических свойств и определенной вязкостью, то при вращении шара прилегающий к его поверхности воздух также придет в движение и через некоторое время около вращающегося шара даже на значительном расстоянии будет реально регистрироваться вращение воздуха, под действием потока которого все пробные тела на подвесе, естественно, придут в движение. Более того, из-за наличия градиента скоростей в воздухе все пробные тела приобретут и определенные вращательные движения. Чтобы правильно описать данное явление, сознательный наблюдатель-субъект берет известную и проверенную на практике теорию по газодинамике, подставляет в формулу (естественно, уже не эмпирическую!!!) известной теории соответствующие замеренные скорости потока воздуха, градиенты скоростей, параметры самих пробных тел и из расчетов определяет, какие силы должны действовать на пробные тела на разных расстояниях от оси вращающегося шара. Результаты расчетов сверяют с практическими измерениями этих сил взаимодействия и удостоверяется, что физическая теория материальной газовой среды, давно известная **газодинамика**, действительно полностью объясняет все наблюдаемые около вращающегося шара динамические эффекты. А это значит, что никаких новых физических полей и теорий для них придумывать (или, прямо скажем, рождать!) и вводить просто не требуется. Такова разница в физических подходах, и таковы значительные отличия в их конечных результатах. Объяснение наблюдаемого явления несколько усложняется, но зато становится понятной физическая природа этого явления. Все сказанное имеет непосредственное отношение как к не существующим в природе «торсионным полям», так и ко многим другим, установленным (рожденным!!!) таким же быстрым и легким способом полям. Сюда же относится и рожденное еще позапрошлом веке понятие «магнитного поля», от которого мы не можем избавиться даже в настоящее время. Пора бы и в этом вопросе, наконец, избавиться от закостенелого формализма и развивать действительно физическую теорию среды физического вакуума, а не некое «НИЧТО», одетое в «физическую» рубашку.

16. Тупиковые направления в современной физике

Но самые важные открытия ждут человечество после **полного признания** им, наконец-то, реальности существования очень тонкой материальной среды физического вакуума со всеми присущими ей физическими свойст-

вами и исключительной роли, которую она играет во всех окружающих нас физических процессах. Материальная среда физического вакуума имеет реальные электромагнитные свойства, дискретную квантовую структуру, реальную материальность и связанную с ней энергию [1, 2]. В настоящее время уже очень много говорится о физическом вакууме, о реальности существования среды физического вакуума, но многие авторы пытаются, как неоднократно отмечалось уже выше, обойти спорные вопросы, связанные с признанием основного фундаментального свойства среды физического вакуума – быть преимущественной системой отсчета, так как это сразу же затрагивает такие фундаментальные проблемы, как принцип относительности и принцип постоянства скорости света и т.д. Поэтому многие авторы искали и ищут компромиссные пути, боясь потревожить признанных авторитетов, и строят свои теории физического вакуума в рамках концепций принципа относительности А. Эйнштейна, что заведомо обусловливает явно противоречивый характер этих теорий. Новых теорий «физического вакуума» или «эфирной среды» порождено столько много, что давно пора поставить кому-то последнюю точку в признании и основного свойства среды физического вакуума – быть преимущественной системой отсчета для всех происходящих в ней физических явлений. Если такая точка не будет поставлена, то в фундаментальной физике будет твориться такой же произвол, который имеет место в настоящее время в науке **термодинамика**.

Известно, что в разное время и разными авторами было выведено в общей сложности более сотни уравнений состояния вещества [91]. Каждый из этих авторов, несомненно, из высших побуждений, старался написать такое совершенное уравнение состояния вещества, которое было бы применимо во всех случаях и в любых фазовых переходах. Но в дальнейшем каждый из этих авторов убеждался, что его уравнение оказывалось применимым только в отдельных частных случаях. Можно быть уверенными, что за последнее время уже появились новые универсальные уравнения состояния вещества и рождаются еще более новые в настоящее время. Когда есть нерешенные проблемы в какой-то области науки, то всегда будут попытки найти им какое-то приемлемое решение. Человеческую мысль, конечно, трудно остановить, но пора бы и задуматься, почему такой слишком длинный путь к истине? Данную ситуацию я привожу как пример того, как кардинально новые исходные концепции в физике могут существенно изменить подход к нерешаемым в настоящее время проблемам.

Еще в 70-х годах, основываясь на новых концепциях о свойствах физического вакуума и существовании двух видов магнитных полей движущегося заряда, теоретически была установлена достаточно простая сферически-симметричная потенциальная функция для суммарных сил электрического и

магнитного взаимодействия между движущимися зарядами [1,19–21,30,31]. Появилась заманчивая идея описать взаимодействия между движущимися и колеблющимися молекулами и атомами через потенциальные электромагнитные функции. Запись потенциальных функций через обычные электрические и магнитные поля в рамках известного формализма Максвелла оказывается в принципе невозможной (так как приходится иметь дело уже с эллиптическими интегралами), кроме того и сами уравнения Максвелла, как известно, ограничены.

Известно, что современная термодинамика базируется на чисто механистических представлениях, что на микро уровне все молекулы в материальной среде взаимодействуют между собой только за счет механических столкновений. И на этом основании строятся модели различных газокинетических теорий, выводятся уравнения состояния для реальных тел, веществ и газов при их фазовых переходах. Хотя, с другой стороны, в настоящее время является уже вполне очевидным фактом, что никаких механических столкновений молекул между собой в любых реальных материальных средах в действительности не существует, так как все взаимодействия между молекулами являются взаимодействиями только потенциального типа через электрические и магнитные поля. Следовательно, вся наука ТЕРМОДИНАМИКА является, в общем, довольно грубой **приближенной наукой**. В первом приближении механическая модель в термодинамике и газодинамике действительно оказалась вполне приемлемой и во многом подтверждалась на экспериментах. Однако при попытках получить какие-либо более точные результаты или универсальные формулы в термодинамике для более широкого диапазона температур обнаруживались серьезные трудности и противоречия. Из проведенного выше анализа применительно к фундаментальным основам современной физики можно уже сделать вывод, что основные исходные концепции термодинамики, очевидно, также нуждаются в весьма серьезной корректировке. Прежде всего, механическая концепция взаимодействия частиц материальной среды в «термодинамике» должна быть заменена на электродинамическую. После определения объекта исследования даже беглого анализа оказалось достаточно, чтобы сделать вывод, что большие подозрения вызывает еще обоснованность введения в физику такого исходного и важного для термодинамики понятия, как **«ТЕМПЕРАТУРА»**. Для разных материальных сред одна и та же **температура** вовсе не определяет собой одинаковость каких-либо других параметров этих сред, так как **температура** является сложной функцией от размеров частиц, массы частиц (инерционной, гравитационной), формы частиц, скоростей их движения и полевого взаимодействия их между собой. Понятие **«температура»** является неким сложным обобщенным физическим па-

параметром, зависящим от ряда хорошо известных в физике исходных физических понятий. В термодинамике же понятие «**температура**» возведено в ранг основополагающего понятия всего научного направления. Конечно, введение понятия «температура» упрощало понимание некоторых физических процессов и упрощало расчеты, однако с этим понятием в физику были введены и определенные ограничения.

Первые же попытки замены механических столкновений частиц материальной среды на дистанционные потенциальные взаимодействия через собственные потенциальные поля частиц сразу же привели к необходимости отказа от использования параметра «**температура**». Полная информация об энергетических характеристиках любой материальной среды легко устанавливалась с использованием хорошо известных в физике понятий массы, скорости, электромагнитных полей взаимодействия. Первоначально попытка была осуществлена на модели электронного газа в кристаллической решетке проводника. Когда к электронному газу в кристаллической решетке проводника были применены уравнения электродинамики [7], то результат оказался весьма неожиданным. Оказалось, что чисто механический эффект подсоса газового потока из уравнения давления Бернулли имеет более точный электродинамический аналог, предсказывающий существование таких эффектов, которые полностью исключаются в любой механической модели среды. Предсказано существование эффекта подсоса током электронов проводимости из обесточенного проводника и эффекта положительной зарядки любого проводника при наличии в нем электронного тока проводимости [92].

Когда уравнения полной непротиворечивой электродинамики и электромагнитные потенциальные функции были применены для описания состояния реального вещества, то была установлена форма универсального уравнения состояния для любого реального вещества при любых его состояниях. К 1970 г. автором была закончена работа «Электродинамическое уравнение состояния гравитирующих систем» (порядка 170 стр. и, к сожалению, еще не опубликованная!), в которой было получено универсальное электродинамическое уравнение состояния для любых реальных материальных тел от уровня ядерных структур до космических гравитирующих систем. Проведенными исследованиями было установлено, что известное в науке такое направление, как ТЕРМОДИНАМИКА, оказывается заведомо ограниченным и ошибочным научным направлением, так как на микроравнене никаких механических взаимодействий между частицами вещества не существует. Удивительным оказалось то, что универсальное уравнение состояния вещества определяется **не одним**, как это пытались установить многие авторы, а минимум (для простейшей среды) **тремя уравнениями**.

Причем, как это вполне очевидно, с точки зрения чисто физического подхода, одно из этих уравнений отражало собой закон сохранения энергии, второе уравнение отражало собой закон сохранения импульса, а третье уравнение – это вид используемой для данной среды потенциальной функции электромагнитного взаимодействия. Если среда другая, то используется соответственно и другая потенциальная функция взаимодействия, вплоть до потенциальной функции ядерного взаимодействия и т.д.. Когда эта **система уравнений** была применена к описанию состояния вещества в центре Земли, то был получен удивительный результат, что повышенная в центре Земли температура обусловлена вовсе не какими-то дополнительными физическими процессами, как пытались объяснить многие современные геофизические теории, а условием обычного общего термодинамического равновесия Земли в целом (подобная же идея была высказана в свое время К.Э. Циолковским!). Если температура в центре Земли по каким-либо причинам повысится (понизится), то Земля расширится (сожмется) и вновь понизит (повысит) ее и т.д. Данный пример наглядно показывает, что с общефизической точки зрения все предшествующие ранее попытки авторов получить **универсальное уравнение состояния вещества** в виде одной общей формулы в принципе явно ошибочны и все дальнейшие поиски в этом направлении просто бессмысленны. Вполне уверенно можно утверждать, что после знакомства с таким общим простым выводом относительно системы универсального уравнения состояния вещества вряд ли кто снова будет пытаться вывести новое «универсальное уравнение состояния» в виде одной общей формулы.

17. Уравнения электродинамики среды физического вакуума

Дополнив известные в электродинамике уравнения Максвелла вторым скалярным магнитным полем и частично видоизменив их с учетом электромагнитных свойств среды физического вакуума, автору удалось найти непротиворечивую систему дифференциальных уравнений электродинамики, полностью связанных со свойствами вакуумной среды. Электрические и магнитные поля в точке наблюдения определяются только по принципу близкодействия через токи смещения и поляризационные эффекты в вакуумной среде. В новой системе уравнений уже нет общепринятых токов переноса и связанного с ними формализма дополнительных условий, нормировок, калибровок, штрихованных координат, δ -функции, этих неизменных атрибутов современных формально-математических методов, необходимость введения которых в физику была обусловлена тем, что уравнения

Максвелла были (и об этом предупреждал сам Максвелл!) ограничены и не применимы для случая незамкнутых токов, отрезков тока и отдельных зарядов. Между тем как новая дополненная система дифференциальных уравнений для двух видов магнитных полей – векторного и скалярного – оказывается уже применимой для любых случаев без ограничений. И несмотря на то, что этот формализм с двумя магнитными полями оказался уже более совершенным по сравнению с максвелловским, для полного отражения свойств среды физического вакуума он оказался все же ограниченным. Чтобы полученная новая «непротиворечивая» система дифференциальных уравнений для двух типов магнитных полей, устраниющая многие противоречия и парадоксы современной электродинамики, не превратилась в нашем сознании вновь в многовековую догму, автором найдены доказательства существенной ограниченности предложенного Максвеллом математического формализма общепринятой записи уравнений через электрические и магнитные поля и неприменимости их именно к свойствам вакуумной среды и необходимости скорейшего дальнейшего совершенствования этой «непротиворечивой» на первом этапе полученной системы уравнений. Кстати, на начальном этапе необходимость дополнения именно уравнений Максвелла еще одним уравнением для скалярного магнитного поля, как отмечалось уже выше, вызвана была теми обстоятельствами, что автором сначала был принят за основу математический формализм, предложенный самим Максвеллом, полагая его на первом этапе вполне приемлемым, а самое главное, понятным для всех. Но когда на более углубленном этапе обнаружилась существенная ограниченность уже самого введенного Максвеллом математического формализма, то был найден значительно более простой формализм единого полного магнитного поля $\mathbf{H}_n = |\mathbf{H}_\perp| \mathbf{r}_0 + |\mathbf{H}_\parallel| \mathbf{x}_0$ [30,31]. В новом формализме уравнения электростатики и электродинамики приняли уже полностью симметричный вид, существенно упростились и методы решения этих уравнений, а также устранились некоторые теоретические трудности. Но дальнейшие исследования показали, что применительно к свойствам среды физического вакуума и этот более совершенный формализм оказался все же ограниченным. И только на следующем этапе был найден, наконец, полностью приемлемый для физического вакуума формализм [30,31], устраняющий последние противоречия, но который требовал **полного отказа** уже от **концепции магнитных полей**. Оказалось, что никаких особых «магнитных полей» в природе не существует. При движении электрического заряда в среде физического вакуума его кулоновское электрическое поле деформируется и несколько уменьшается (на величину $\sqrt{1 - V^2/C^2}$). Согласно же современным, к сожалению ошибочным, концепциям, кулонов-

ское электрическое поле у движущегося электрического заряда полагается неизменным (гипотеза Максвелла), но зато в пространстве появляется (в качестве компенсации!) некое «магнитное поле». Только от незнания внутренней природы явления человек вынужден был назвать электрические взаимодействия при движении зарядов магнитными взаимодействиями и ввести еще один, реально не существующий вид поля. В действительности же при движении электрических зарядов в среде физического вакуума деформируются их собственные электрические поля, вследствие чего сила кулоновского взаимодействия между ними несколько уменьшается. Учитывая взаимодействия зарядов со средой физического вакуума (учитывая запаздывающие потенциалы движущегося заряда), можно легко установить новую силу электрического взаимодействия между движущимися зарядами, точно соответствующую экспериментально наблюдаемой силе. Однако, если полностью игнорировать существование вакуумной среды и априорно предположить, что при движении зарядов сила их кулоновского взаимодействия между собой не изменяется и скорость передачи электромагнитных возмущений в пространстве бесконечна, то при подобных произвольных (явно субъективных) допущениях вынужденно придется признать появление у зарядов при их движении какого-то нового вида поля, например, магнитного и т.д. Здесь вновь можно только позавидовать прозорливости предвидения Ампера, который еще в свое время предупреждал, что «если в электродинамике не отказаться от понятия «магнит», то в дальнейшем это грозит неизмеренной путаницей в теории...».

Говорить сейчас языком этого полностью нового для современной физики формализма без магнитных полей – это значит, оказаться полностью непонятным. Слишком еще велика инерция мышления ученых. Поэтому на начальном этапе даже из общей системы полученных дифференциальных уравнений непротиворечивой электродинамики двух типов магнитных полей, в понятном для всех математическом формализме, непосредственно просматриваются уже и огромные потенциальные возможности новой электромагнитной теории и возможности использования удивительных свойств среды физического вакуума. Необходимо только постоянно помнить, что новый дополненный и частично измененный формализм Максвелла в записи уравнений через электрические E и магнитные H_{\perp} , H_{\parallel} поля, оставлен без изменений только по своей общей форме, между тем как по своему существу эти уравнения отличаются от исходных тем, что общепринятые методы решений этих уравнений через токи переноса в принципе оказываются уже не применимыми. Консервативный подход к пониманию физической сущности новой дополненной системы дифференциальных уравнений через два вида магнитных полей – векторного H_{\perp} и скалярного H_{\parallel} , а также решений

этих уравнений только через одни смещения, существенно отличающихся по своим свойствам от токов переноса, обнаруживается прежде всего в том, что применительно к замкнутым токам (например, к замкнутому прямоугольному контуру с постоянным током), предпринимаются попытки нахождения, прежде всего, суммарного результирующего значение векторного потенциала \mathbf{A} от всех сторон замкнутого контура в заданной точке наблюдения и отысканию $\operatorname{div} \mathbf{A}$ от общего значения векторного потенциала \mathbf{A} в **этой же точке**, которое оказывается тождественно равным нулю $\operatorname{div} \mathbf{A} \equiv 0$. Откуда сразу же делаются поспешные выводы, что никакого скалярного магнитного поля H_{\parallel} у замкнутых контуров нет! Однако, в действительности, суммирование значения векторного потенциала \mathbf{A} и ее производной $\operatorname{div} \mathbf{A}$ в отдельности от всех сторон контура лишено физического смысла, так как физический смысл у производной $\operatorname{div} \mathbf{A}$ проявляется только тогда, когда с ней сопоставлен еще пробный электрический заряд e и направление его движения \mathbf{V} . Только в этом случае удается определить вид градиентной функции и ее знак для случая отрезка контура тока, который совпадает с направлением движения пробного заряда или перпендикулярен ему. Необходимость дифференцирования магнитного взаимодействия параллельно и перпендикулярно движущимся зарядов уже неоднократно отмечалась выше, так как это связано с существенно отличной природой потенциальных и не потенциальных магнитных взаимодействий.

На начальном этапе освоение новых представлений электродинамики двух типов магнитных полей может быть в какой-то степени и перспективным, но необходимо постоянно помнить, что этот шаг – только подготовительная хирургическая полумера к предстоящей в ближайшее время серьезной хирургической операции фундаментальной физики и к полному отказу от понятия «магнитных полей».

18. Примитивность нашего сознания в сравнении с СОВЕРШЕНСТВОМ ЖИВОЙ КЛЕТКИ

Как показывает история развития человечества, сознание человека оказывается очень инертным и по этой причине сильно опаздывает в овладении законами природы по сравнению с самой живой клеткой, благодаря жизнедеятельности которой и сформировалось само сознание человека. Еще более инертным является мышление человека, которое очень трудно расстает-

ся с теми достижениями, которые были получены ранее. В результате мы обречённо плетемся далеко в хвосте процесса осознания и контроля за эволюционными изменениями по сравнению с самоорганизованностью самой живой материи и живой клетки, из которой сами же мы и состоим. Проявляющиеся иногда удивительные возможности и способности людей, не поддающиеся контролю и осознанному управлению самим человеком, говорят о практических безграничных возможностях человека, если его сознание сможет полностью контролировать его же подсознание. Но для этого надо, прежде всего, хотя бы осознать те физические принципы и законы, которые управляют жизнедеятельностью живой клетки и живой материи.

Мы только сейчас начинаем говорить о скалярных магнитных полях и продольных электромагнитных волнах, между тем как живая клетка и живая материя, в длительном процессе своей эволюции, давно уже нашли эти поля как оптимально приемлемые для своей жизнедеятельности. Сама зарядовая структура клетки, с зарядом одного знака в центре клетки и с зарядом другого знака на оболочке, по теореме Остроградского–Гаусса, создает благоприятные уникальные условия компенсации как электрических, так и известных магнитных полей вне клетки. Используя энергию электрических полей внутри клетки, живая природа предусмотрела возможность не возмущать этой же энергией соседние клетки, которые имеют собственную внутреннюю энергию электрического поля. При внешнем же воздействии на клетку происходит процесс увеличения или уменьшения величины зарядов клетки (внутренний заряд или разряд), что также не приводит к появлению ни электрических, ни магнитных полей, ни обычных поперечных электромагнитных полей вне клетки, но зато вне клетки возбуждаются малоизвестные еще для человека скалярные магнитные поля и связанные с ними продольные электромагнитные волны, которые используются клеткой как информационные поля взаимодействия между клетками. Следовательно, скалярные магнитные поля и продольные электромагнитные волны являются биоинформационными полями живой материи, обеспечивающими биологическую информационную связь между всеми биологическими объектами и человеком.

Начальные экспериментальные исследования скалярных магнитных полей и продольных электромагнитных волн показывают их исключительно большую биологическую активность [54]. Вполне естественно, что без глубокого изучения этих полей, без исследования физических, биологических и информационных свойств этих полей, дальнейшее неосознанное и не контролируемое использование различных создаваемых человеком энергетических систем чревато серьезными экологическими последствиями. Но осознание нами реальности существования второго вида скалярного магнитного

поля, продольных электромагнитных волн и сопутствующих им многочисленных других явлений – это еще далеко не все, что уже давно использует живая материя.

Уже сейчас теоретически просматривается, что еще более интересными и перспективными являются эффекты и явления воздействия живой материи и живой клетки на свойства самой среды физического вакуума. Полученные в последнее время уникальные результаты из области генной инженерии, доказывающие возможности живой материи оставлять какую-то информацию неизвестным способом даже в «пустом пространстве» – так называемый «фантомный эффект» и т. п., подсказывает нам о способностях живой материи изменять каким-то образом структуру среды физического вакуума. Возможно, что живая материя использует для своей жизнедеятельности еще более тонкие виды информационной связи. В перспективе, хоть и с большим опозданием, человек должен осознать и эти законы природы. И если мы только-только еще начинаем просматривать и осознавать возможность воздействия на среду физического вакуума, живая материя давно уже использует эти явления и эффекты для своей обычной и повседневной жизнедеятельности. Мы и здесь надолго опоздали, как отмечалось уже выше, в практическом освоении безграничных своих же возможностей. Пора бы и устыдиться нашему СОЗНАНИЮ перед нашим же ПОДСОЗНАНИЕМ в примитивности укоренившегося нашего мышления. Следовало бы давно нам сформулировать вопрос, как долго мы будем продолжать терпеть явно закостенелую инертность мышления нашего сознания, порожденную всего лишь устоявшимися догмами и установленными самим же человеком правилами и формами оценки достигнутых человеком знаний? Не пора ли осознать пагубность многих наших (некоторые перечислены уже выше) общепринятых догм и концепций, которые явно являются тормозом в развитии наших знаний о законах природы? В настоящее время хорошо известно, как также уже отмечалось выше, что сам организм человека имеет сложнейшую электромагнитную природу, которую использует для своей обычной жизнедеятельности клеточная материя нашего организма, а не мы лично САМИ, причем ведома нашего "высокоразвитого", как мы ошибочно полагали, СОЗНАНИЯ". Наше "высокоразвитое СОЗНАНИЕ", на поверку, оказалось владеет всего лишь еще мизерными знаниями, по сравнению с теми знаниями, которые уже заложены в клеточной живой материи... И большой вопрос заключается в том, кем же эти знания могли быть заложены в живой клеточной материи и могли ли эти знания зародиться сами собой процессе в длительных эволюционных изменений живой материи.

Процесс длительных эволюционных изменений живого вещества по учению Дарвина, конечно, объясняет очень многое, но чтобы до такой точности на микроуровне живой материи – это просто ФАНТАСТИКА!!!

19. Среда физического вакуума и потенциальные возможности ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ XXI ВЕКА

Акцентируя внимание на исключительной значимости дальнейших исследований свойств среды физического вакуума как реальной материальной среды, обладающей свойствами быть преимущественной системой отсчета, исключительно большое значение приобретают проблемы использования безграничных запасов внутренней энергии вакуумной среды. Оценки разных авторов показывают, что даже в рамках представления простейшей электронно-позитронной модели среды физического вакуума запасы внутренней энергии среды физического вакуума просто фантастические. Например, в приближении модели электронно-позитронных пар в 1 см³ вакуумной среды заключено энергии порядка 10³² Дж. Для сравнения можно показать, что при полном «сжигании» 1 см³ обычного ядерного вещества (в управляемых ядерных реакциях выделяется ничтожно малая часть этой энергии, так как все остальное остается в ядерных осколках) может выделяться энергии только порядка до 10¹⁵ Дж. В рамках других приближений, основываясь на других моделях структуры физического вакуума, внутренняя энергия среды физического вакуума доходит до астрономических чисел и оказывается равной порядка 10⁸⁰ эрг. И вся эта энергия сосредоточена в объеме только в 1 см³! Высвобождение только ничтожной доли этой энергии, которая практически не изменит условий равновесия вакуумной среды, по нашим земным масштабам будет выражаться в высвобождении огромных запасов энергии. И многие авторы заняты уже практическими серьезными поисками в создании энергетических систем принципиально нового поколения – генераторов свободной энергии, использующих энергию вакуумной среды [55]. Возможность существования теплового насоса с КПД более 100% в открытых системах применительно, например, к материальной среде воздуха предполагает возможность существования теплового насоса и в открытых системах применительно к материальной среде физического вакуума.

Некоторые авторы в своих поисках, основанных только на предположениях и интуиции, предложили уже реальные действующие конструкции, в которых КПД оказывается почему-то больше единицы. Некоторые конст-

рукции действительно вырабатывают энергию, практически не потребляя извне ничего. Речь идет, прежде всего, о швейцарском изобретателе Баумане, который без всяких теоретических доказательств, основываясь только на интуиции (сам автор – самоучка, часовы дел мастер!), построил генератор «тестатика», который представляет собой не что иное, как вечный двигатель [55]. Изобретение сделано в общине Меттерниха, которая имеет своих представителей во многих европейских государствах. На все запросы относительно возможности рассекречивания изобретения специалисты из общины мотивируют тем, что «...это дар божий, и он не продается. Что человечество еще не достигло того уровня своего развития, чтобы пользоваться этой энергией». Вообще-то, откровенно говоря, в чем-то можно и согласиться с подобными утверждениями в адрес человечества, если принять во внимание, в какую серьезную кризисную ситуацию завело оно в настоящее время всю фундаментальную физику. Ну а если оно завело, то пусть оно и расхлебывает! А между тем, в настоящее время такими генераторами в швейцарской общине вырабатывается энергии уже в общей сложности до 750 кВт, покрывая все потребности деревни, в которой живет изобретатель.

Активным инициатором и организатором научных поисков в создании генераторов свободной энергии до 1997 г. был австрийский ученый-физик Стефан Маринов, которым повторены некоторые известные наиболее интересные конструкции перпетуум-мобиля других авторов, предложены и изготовлены новые собственные конструкции. Будучи представителем от Австрии в швейцарской общине Меттерниха, Маринову посчастливилось лично наблюдать работу генератора Баумана (об этом опубликовано в монографии С. Маринова «Божественная Электродинамика», 1993 г.), когда два генератора Баумана были выставлены для демонстрации реальности существования таких конструкций, но без раскрытия их секрета. По мнению Маринова, «конструкция Баумана – это первый в мире работающий перпетуум-мобиля – мечта всего человечества». Для ученого, мыслящего обычными категориями (т.е. всеми перечисленными выше ошибочными постулатами и принципами), понять работу этого устройства просто невозможно, так как по всем известным законам оно просто не должно работать. Чтобы понять работу устройства, необходимы серьезные изменения многих укоренившихся научных понятий и представлений (о некоторых из них уже упоминалось выше!). По многочисленным публикациям известны оригинальные конструкции отечественных изобретателей и изобретателей других стран. В настоящее время насчитывается уже более десятка перспективных направлений в развитии энергетики среды физического вакуума. Создаются специальные институты, академии Свободной энергии (США, Красноярск-Россия) с ориентацией на развитие новых технологий XXI века. Возмож-

ность высвобождения внутренней энергии среды физического вакуума предсказывается и теоретически исходя из анализа свойств среды физического вакуума. Как у нас, так и за рубежом имеется информация о реальных конструкциях промышленного применения, в которых КПД оказывается почему-то больше 100%. О высвобождении энергии среды физического вакуума на весьма серьезном уровне говорится в работах многих ученых как у нас в России, странах СНГ, а также зарубежных ученых. С исследованием свойств вакуумной среды связываются также надежды на создание новых летательных аппаратов. Имеются уже начальные экспериментальные результаты и реальные конструкции изобретателей, доказывающих возможность уменьшения сил гравитационного взаимодействия при определенных электромагнитных воздействиях на среду физического вакуума. Раскрывающиеся перспективы практического использования новых неизвестных ранее в науке явлений и эффектов представляются весьма заманчивыми, но вполне реально достижимыми при **общих коллективных усилиях всего человеческого разума.**

Новые прорывные технологии приближающегося XXI века потребуют серьезной ломки многих укоренившихся представлений и остановить этот прогрессивный процесс движения вперед нельзя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение хотелось бы отметить, что при всем уважении к смелости, к острому уму и критике многих закостенелых концепций современной физики в различных новых теориях «физического вакуума» и близких к ним, можно было бы приветствовать их появление, но в тоже время, учитывая имеющиеся явные недостатки в обобщении исходных физических концепций и принимая во внимание накопленный человечеством горький опыт хождения по ошибочным путям и закостенелым догмам в физике, следует внимательно пересмотреть эти теории с учетом сделанных общих выводов. Если есть сомнения в этих выводах, то любой может сам провести аналогичный анализ и только потом можно предлагать новое. Конечно, научные поиски не идут столбовой дорогой, но нельзя же упорно и бесконечно биться в явное «НИЧТО». Новые теории надо предлагать в таком виде, чтобы они оказались нужными человечеству не на один или два года, а намного,

намного больше. И самое главное, чтобы потом человечество не поминало лихом плоды твоего труда на всех научных перекрестках.

Для открытия дискуссий по всем актуальным проблемам фундаментальной физики, в настоящее время Томским «Научно-техническим Центром нетрадиционной электродинамики» подготавливается Web-страница в Интернете под общим заголовком "XXI ВЕК – ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА", в которой планируется открытая дискуссия по всем новым теориям, идеям и гипотезам фундаментальной физики с целью коллективных поисков ответа на все проблемы, с которыми столкнулась современная наука. На Web-странице будет доступ на открытые конференции по следующим направлениям фундаментальной физики:

1. Философские вопросы фундаментальной физики
2. Теория поля. Специальная и общая теории относительности. Единая теория поля
3. Электродинамика. Электродинамика физического вакуума. Электромагнитные явления
4. Квантовая механика. Квантовая электродинамика. Квантовые явления и эффекты
5. Неизвестные ранее физические явления и эффекты
6. Новые теории, идеи, гипотезы
7. Аномальные явления природы и НЛО.

Информация об открытии Web-страницы будет помещена на основных серверных центрах.

Литература

1. Николаев Г.В. НАУЧНЫЙ ВАКУУМ. Кризис в фундаментальной физике. Есть ли выход?! (Новые концепции физического мира). – Томск: Изд-во «Курсив», 1999.
2. Николаев Г.В. Законы механики и электродинамики околосземного пространства, кн.1, стр. 541.– Гос. регистрация N77007254, Б324555 от V.1974 г.
3. Николаев Г.В. Границы применимости классической и релятивистской электродинамики в околосземном пространстве, кн. 2, стр. 156. – Гос. регистрация N77007254, Б340882 от X.1974 г.

4. Николаев Г.В. О законах электродинамики и оптики во вращающихся относительно Земли системах отсчёта. – Деп. ВИНИТИ, рег. 2911-74. | Р/ж. Физика, 1975, 4Б49. – Изв. вузов. Физика, 1, 1975. – С. 156.
5. Николаев Г.В., Окулов Б.В. К вопросу об экспериментальном обосновании принципа относительности. – Деп. ВИНИТИ, рег. 3064-74. | Р/ж. Физика, 1975, 5Б57. – Изв. вузов. Физика, 8, 1975. – С. 155.
6. Николаев Г.В. Парадокс Фейнмана и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчёта. – Деп. ВИНИТИ, рег. 1937-75. | Р/ж. Физика, 1975, 10Б33. – Изв. вузов. Физика, 8, 1975. – С. 155.
7. Николаев Г.В. Об электродинамическом аналоге уравнения давления Бернулли для электронов проводимости в кристаллической решётке проводника. – Деп. ВИНИТИ, 1938-75. | Р/ж. Физика, 1975, 11Е96. – Известия ВУЗов, Физика, 8, 1975, 155.
8. Николаев Г.В. Эффект Холла и асимметрия лабораторной и движущейся систем отсчёта. – Деп. ВИНИТИ, рег. 2507-75. | Р/ж. Физика, 1976, 12Б85. – Известия ВУЗов, Физика, 11, 1975, 159.
9. Николаев Г.В. Об ограниченности классической и релятивистской электродинамики в условиях на поверхности Земли. – Деп. ВИНИТИ, рег. 3277-75. | Р/ж. Физика, 1976, 3Б76. – Известия ВУЗов, Физика, 3, 1976, 156.
10. Николаев Г.В. О проверке фундаментальных соотношений на ИСЗ. – Деп. ВИНИТИ, рег. 3429-75. | Р/ж. Физика, 1976, 4Б80. – Известия ВУЗов, Физика, 3, 1976, 157.
11. Николаев Г.В., Окулов Б.В. Об инерционных свойствах электронов. – Деп. ВИНИТИ, рег. 4399-77. | Р/ж. Физика, 1978, 6Б151. – Известия ВУЗов, Физика, 3, 1978, 157.
12. Николаев Г.В. Диэлектрическая проницаемость диэлектриков с учётом микроскопических электрических полей. – Деп. ВИНИТИ, рег. 4400-77. | Р/ж. Физика, 1978, 6Б145. – Известия ВУЗов, Физика, 3, 1978, 157.
13. Николаев Г.В. I. Токи смещения и радиальное магнитное поле движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, рег. 3487-78. | Р/ж. Физика, 1979, 3Б79. – Известия ВУЗов, Физика, 7, 1979, 125.
14. Николаев Г.В. II. Токи смещения и радиальное магнитное поле линейного тока. – Деп. ВИНИТИ, рег. 3488-78. | Р/ж. Физика, 1979, 3Б80. – Известия ВУЗов, Физика, 7, 1979, 125.
15. Николаев Г.В. III. Токи смещения и аксиальное магнитное поле движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, рег. 592-79. | Р/ж. Физика, 1979, 6А82. – Известия ВУЗов, Физика, 7, 1979, 126.
16. Николаев Г.В. IV. Обоснование реальности существования аксиального магнитного поля движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, рег. 528-79. | Р/ж. Физика, 1980, 10Б96. – Известия ВУЗов, Физика, N 7, 1979, 126.

17. Николаев Г.В. V. Система уравнений для аксиального (скалярного) и радиального (векторного) магнитных полей движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, рег. 2664-80. | Р/ж. Физика, 1980, 11Б91. – Известия ВУЗов, Физика, N 9, 1980, 126.
18. Николаев Г.В. VI. Системы уравнений для вихревых электрических полей равномерно и ускоренно движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, рег. 2665-80. | Р/ж. Физика, 1980, 11Б92. – Известия ВУЗов, Физика, N 9, 1980, 126.
19. Николаев Г.В. VII. Системы уравнений для градиентных электрических полей движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, рег. 2666-80. | Р/ж. Физика, 1980, 11Б93. – Известия ВУЗов, Физика, N 9, 1980, 126.
20. Николаев Г.В. VIII. О природе вихревых градиентных электрических полей движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, рег. 5812-85. | Библ. указ. деп. рукопис. N12 (170), 1985, инд. 1104.
21. Николаев Г.В. IX. Вихревое электрическое поле ускоренно движущегося заряда и законы инерции зарядов. – Деп. ВИНИТИ, рег. 5813-85. | Библ. указ. деп. рукопис. N12 (170), 1985, инд. 1190.
22. Николаев Г.В. X. Волновое уравнение для вихревого электрического поля и двух типов вихревых магнитных полей ускоренно движущегося заряда. – Деп. ВИНИТИ, рег. 5814-85. | Библ. указ. деп. рукопис. N12 (170), 1985, инд. 1091.
23. Николаев Г.В. I. Проблемы электростатики пустого пространства. – Деп. ВИНИТИ, рег. 2417-80. – | Р/ж. Физика, 1980, 10Б97.
24. Николаев Г.В. II. Физический вакуум реального пространства. – Деп. ВИНИТИ, рег. 2418-80. - | Р/ж. Физика, 1980, 10Б98.
25. Николаев Г.В. III. Вопросы электростатики физического вакуума. – Деп. ВИНИТИ, рег. 2419-80. - | Р/ж. Физика, 1980, 10Б99.
26. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, кн. 5. – М.: Мир, 1977. – С. 152-172.
27. Максвелл Дж. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля. – М.: Гостехиздат, 1954.
28. Ампер А.М. Электродинамика. – М.: Изд-во АН СССР, 1954.
29. Pappas P.T. The original Ampere force and Biot-Savart and Lorenz forces // Nuovo cim. – 1983. – Vol. 76B, No 2. – P. 189-196.
30. Николаев Г.В. Современная электродинамика и причины её парадоксальности. Перспективы построения непротиворечивой электродинамики. Монография, Томск, 1986 г. – Деп. ВИНИТИ, рег. 8610-В86. | Библ. указ. деп. рукопис. N4 (186), 1987, инд. 1159.
31. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. – Томск: Изд-во научно-технической литературы, 1997.

32. Компанеец А.С. Теоретическая физика. – М.: Изд-во ТТЛ, 1957. – С. 126–128.
33. Сигалов Р.Т., Шаповалова Т.И., Каримов Х.Х., Самсонов Н.И. Новые исследования движущих сил магнитного поля. – Ташкент: ФАН, 1975.
34. Френкель Я.И. Электродинамика. Т. 1. – Л.-М.: ОНТИ, 1934.
35. Наблюдение эффекта Ааронова–Бома // Природа. – 1983. – № 7. – С. 106.
36. Graneou P. Electromagnetic jet-propulsion in the direction of current flow // Nature. – 1982. – Vol. 295, No 5847. – P. 311–313.
37. Околотин В.С., Румянцев Д.Е. Опыты Грано: сила № 4 или фокусы? // Техника и наука. – 1983. – № 11. – С. 26.
38. Родин А. Туман над магнитным полем // Изобретатель и рационализатор. – 1982. – № 2. – С. 18–19.
39. Черников В. Как я встретился с нечистой силой. // Техника молодежи. – 1974. – № 1. – С. 37.
38. Николаев Г.В. Второе магнитное поле // Техника и наука. – 1984. – № 1. – С. 42–43.
39. Техника молодежи. – 1968. – № 12; 1969. – № 8; 1974. – № 12; 1974. – № 1; 1982. – № 3; 1984. – № 1.
40. Техника и наука. – 1983. – № 2; № 10; № 11; 1984. – № 1.
41. Изобретатель и рационализатор. – 1982. – № 2; 1981. – № 6; 1982. – № 10; 1984. – № 2.
42. Околотин В.С. Этот электрический мир // Знание, "Наука в твоей профессии". – 1984. – № 2.
43. Околотин В.С. Сверхзадача для сверхпроводников. – М.: Знание, 1983.
44. Солунин А.М., Костин А.В. Об эффекте векторного потенциала для торoidalного соленоида. – Деп. ВИНИТИ, рег. 7900-84.
45. Солунин А.М. R-электродинамика // Межвузовский сб. ИвГУ. – Иваново, 1982. – Деп. ВИНИТИ, рег. 3908-82.
46. Гейдт В.В. Конформный вариант уравнений Максвелла и Лоренца. – Новосибирск, 1985 / Препринт СО АН СССР № 588.
47. Хворостенко Н.П. Продольные электромагнитные волны // Изв. вузов. Физика. – 1992. – № 3. – С. 24–29.
48. Алешинский В.Г. К вопросу о формуле электродинамического взаимодействия токовых элементов // Изв. вузов. Электромеханика. – 1980. – № 4. – С. 431–434.
49. Синельников Е.М., Синельников Д.Е. Пондеромоторное взаимодействие двух элементарных тел в квазистационарном магнитном поле // Изв. вузов. Электромеханика. – 1976. – № 1. – С. 13–18.

50. Синельников Д.Е., Синельников Е.М. Формулы для определения силового взаимодействия токовых элементов // Изв. вузов. Электромеханика. – 1978. – № 3. – С. 227–235.
51. Вертинский П.Н. Практическая магнитодинамика. – Усолье-Сибирское, 1993.
52. Протасевич Е.Т. Некоторые особенности взаимодействия электромагнитных волн ТЕ и ТЕМ типов с металлами // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, № 1. – С. 5–7.
54. Сокольский Ю.М. Исцеляющий магнит. – С-Пб.: Изд-во “ПОЛИГОН”, 1998.
55. Николаев Г.В. Тайны электромагнетизма и свободная энергия. – Томск: Изд-во “РауШмБХ”, 2002.
56. Michelson A. The relstive motion of the earth and luminiferous aether // Amer. J. Phys. – 1881. – Vol. 22. – P. 120-129; C.R. – 1882. – Vol. 94. – P. 520-523.
57. Morley E., Miller D. Report of an experiment to detect the Fitzgerald – Lorentz effect // Phil. Mag. – 1905. – Vol. 9. – P. 680–685.
58. Вавилов С.И. Собр. соч., т. IV. – 1954. – С. 60.
59. Франкфурт У.И., Френк А.М. Оптика движущихся тел. – М.: Наука, 1972.
60. Франкфурт У.И. Специальная и общая теории относительности. – М.: Наука, 1968.
61. Sagnac G. L'ether lumineux demonstre par l'effect du vent relatif d'ether dans un interferometre in rotation uniforme.// Compt. rendu. – 1913. – Vol. 157. – P. 508.
62. Pogany B. Uber die Wiederholung des Haress-Sagnaschen Versuches. // Ann. Phys. – 1926. – Vol. 80. – P. 217–231.
63. Pogany B. Uber die Wiederholung des Haress-Sagnaschen Versuches. // Naturwiss. – 1914. – Vol. 15. – P. 177–182.
64. Pogany B. Uber die Wiederholung des Haress-Sagnaschen Versuches. // Ann. Phys. – 1928. – Vol. 85. – P. 244–256.
65. Macek W.M., Davis D.T. Rotating note sensing with traveling-wave ring laser // Appl. Phys. Lett. – 1963. – Vol. 2. – P. 67–68
66. Michelson A.A., Gale H. The effect of the Earth's rotation on the Velocity of light // Astrophys. J. – 1925. – No 61. – P. 140–145.
67. Cedarholm I.P., Bland G.F., Haven B.L., Tawnes C.H. New experimental test of special relativity // Phys. Rev. Lett. – 1958. – Vol. 1. – P. 342–343.
68. Iaseja T.S., Iaven A., Murray I., Tawnes C.H. Test of special relativity or of isotropy of space by use of infrared masers // Phys. Rev. – 1964. – Vol. 133a. – P. 1221.

69. Champney D.C., Moon P.B. Absence of Doppler shift for gamma ray source and detector on same circular orbit // Proc. Phys. Soc. A. – 1961. – Vol. 77. – P. 350–351.
70. Champney D.C., Isaac G.P., Khan M. An aether drift experiment based on the Mossbauer effect // Phys. Lett. – 1963. – Vol. 7. – P. 241–243
71. Cialdia P // Lett. Nuovo cim. – 1972. – Vol. 4, No 16. – P. 821–825.
72. Николаев Г.В., Окулов Б.В., Лавров М.Д. Устройство для измерения скорости, подвижности концентрации и знака носителей электрического тока в твердом теле // А.с. № 661656 от 13.06.77. – Бюл. из. – 1979. – № 17.
73. Николаев Г.В., Петрик В.А. Устройство для измерения угловой скорости вращения объекта // А.с. № 777581 от 19.12.78. – Бюл. изобр. – 1980. – № 41.
74. Шилых А. И. Определение знака, концентрации и подвижности носителей тока в полупроводниках // ФТТ. – 1962. – Т. 4, вып. 2. – С. 3208.
75. Николаев Г.В., Петрик В.А. - Устройство для измерения угловой скорости вращения автономного объекта - А.с. N 777581 от 19.12.78 г.
76. Николаев Г.В., Коршунов Г.С., Седов Н.С. Искровой разрядник // – А.с. № 913494 от 21.07.80.
77. Николаев Г.В. Унипольный генератор тока // – А.с. № 1064845 от 29.06.82.
78. Г.В. Николаев. МГД-генератор // – А.с. № 1228759 от 02.02.83.
79. Г.В. Николаев, Г.С. Коршунов, В.В. Устюжин. Управляемый искровой разрядник с лазерным поджигом // – А.с. № 1194231 от 5.01.84.
80. Г.В. Николаев. Линейный электродвигатель // – А.с. № 1226579 от 13.06.84.
81. Г.В. Николаев, Г.С. Коршунов, В.В. Устюжин. Управляемый искровой разрядник // – А.с. № 1264799 от 30.12.84.
82. Г.В. Николаев. Разрядная камера для формирования и сжатия плазмы // – А.с. № 1248525 от 10.11.84.
83. Г.В. Николаев. Электромагнитный насос // – А.с. № 1313303 от 13.02.85.
84. Г.В. Николаев, Ю.А. Краснятов, В.Б. Шнейдер, В.В. Устюжин. Электродинамический рельсовый ускоритель // – А.с. № 4122598 от 2.07.86.
85. Николаев Г.В.. Устройство для омагничивания жидкости // – Патент № 2121115 // – заявка N95114277/25, 05.08.1996 г.
86. Николаев Г.В., Новиков Г.Н. Вентилятор-озонатор // – Патент № 2121115 // – Решение о выдаче патента N 96108283/06(013666) с приоритетом от 23.04.96 г.
87. Николаев Г.В. Оптическая и электродинамическая асимметрия околосолнечного пространства // – Заявка на открытие № 32-ОТ-8857 от 25.7.75.

88. Николаев Г.В. Аксиальное магнитное поле движущегося заряда // – Заявка на открытие № 32-ОТ-10663 от 10.11.82.
89. Witteborn F.C., Fairbank W.M. // Phys. Rev. Lett. – 1967. – Vol. 19, No 18. – P. 1049–1052.
90. Witteborn F.C., Fairbank W.M.// Nature. – 1968. – Vol. 220, N 5166. – P. 436–440.
91. Вукалович М.П., Новиков И.И. Уравнения состояния реальных газов. – М.-Л.: 1948.
92. Sansbury R. Detection of a force between a charged metal foil and current-carrying cunduc tor // Rev. Sci. Instrum. – 1928. – Vol 56(1985), No 3. – P. 415; 417.
93. Nicolaev G. On the longitudinal electromagnetic waves // Deutsche Physik. International glasnost Journal on fundamental Physik. – 1993. – Vol. 2, N 8 (IX-XII). – P. 24-30.
94. Кацкин В. Астрономический циркуляр. АН СССР, N334, (июль 16), 1965.
95. Болотов Б.В. Шаги к долголетию. Изд-во «ПИТЕР», Москва, Санкт-Петербург, Нижний Новгород, Воронеж, Ростов-на-Дону, Екатеринбург, Самара, Киев, Харьков, Минск, 2003.

Уважаемые читатели!

Хотелось бы услышать Ваше мнение об объективной оценке окружающего нас реального материального мира и об объективной реальности существования материальной среды физического вакуума, как локальной преимущественной физической системы отсчета, находящейся в непосредственной взаимосвязи с массивными гравитирующими телами всей окружающей нас вселенной. Окружающий нас электрический мир полностью обусловлен, прежде всего, природой элементарных заряженных частиц материальной среды физического вакуума, осуществляющей взаимосвязь реально ощущимой нами материи в виде атомов, молекул любого вещества, гравитирующих тел и всех космических объектов вселенной в весь объективный окружающих нас мир. Но чтобы всем нам понять этот объективный окружающий нас мир нашим коллективным разумом, оказывается необходимым, прежде всего, договориться всем нам об общепринятых исходных понятиях в виде различных аксиом и постулатов, максимально обосновывая их минимумом наипростейших доказательств, подтвержденных максимальным количеством фактических доказательств в виде реально существующих явлений, свойств и закономерностей объективного мира. Будут полезны любые Ваши обдуманные замечания и соображения, как это может быть реально осуществлено.

Ваши замечания о содержании книги направлять по адресу:

634034, г. Томск, ул. Кулева 25/25,
дом. тел. (8-382-2) 41-87-95,
E-mail: nikolaev@mail.tomsknet.ru

Принимаются заказы на книги автора:

1. Современная электродинамика и причины ее парадоксальности. Перспективы построения непротиворечивой электродинамики. Популярный обзор. Изд. НТЛ, Томск, 2003.
2. НАУЧНЫЙ ВАКУУМ. Кризис в фундаментальной физике. Есть ли выход?! , Изд. «Курсив», Томск, 1999.
3. Тайны электромагнетизма и свободная энергия , «РауШ мбХ», Томск, 2002.
4. Буклет. «Неизвестные ранее явления электромагнетизма. СКАЛЯРНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ», Изд-во «Курсив», Томск, 1999.

Г.В.Николаев

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

НОВЫЕ КОНЦЕПЦИИ ФИЗИЧЕСКОГО МИРА

Выпускающий редактор М.А.Шустов

ЗАО «Сибмединпакс»
634003, г. Томск, ул. Яковleva 12-13, тел.(382-2) 65-26-08
Лицензия ПЛД № 7530 от 27.09.1999.

Подписано к печати 15.10.2004 г. Формат бумаги 21 x 30.
Бумага офсетная. Печать офсетная.
Тираж 100 экз. Заказ № 25
